

1. ELŐZMÉNYEK

1.1. TÖRTÉNELMI ELŐZMÉNYEK

A geotermikus jelenségekre történő legrégebbi utalás egy 9200 éves freskó, amit a kis-ázsiai Anatóliában, az őskori Catal Hüyük helység egyik épületében találtak és egy vulkánkitörést ábrázol (CATALDI, 1995).

Időszámításunk előtt a XV-X. században az etruszkok iparszerűen termelték ki a toscanai hőforrások fémoxid tartalmának kiválásait, a közismerten magas szintű kerámiaiparuk festékanyaga számára (CATALDI, 1993).

Geotermikus energia hasznosítására az ókori Rómában és Kínában (WANG, 2000) is bukkanhatunk. A természetes hőforrások vizét fürdők üzemeltetésére, s a hozzájuk csatlakozó épületek fűtésére használták fel. A budai hévíz-források már a római korban is ismertek voltak, s ezekre különösen a török időkben fürdők egész sora települt.

Az írott civilizációk előtti korban a hőforrások vizének balneológiai felhasználására számos példát ismerünk Japánból és az amerikai kontinensről is. Új-Zéland északi szigetén a hőforrások meleg, fortyogóiban a maorik főztek, mostak, és természetesen fürdőztek is (SEVERNE, 1955).

A középkori (XIV-XV. század) Franciaországból ismert példa, hogy Aix le Bans közelében egy kolostort hőforrás vizével fűtöttek.

GEORGIUS AGRICOLA aki a középkori montanisztikum eredményeinek szintézisét adta az 1546-ban megjelent „De natura eorum quae effluunt ex terra” (A földből kiömlő anyagok természetéről) című 80 oldalas írásában a föld mélyéből feltörő vizeket vizsgálja, hőmérséklet, szín és íz alapján osztályozza és tárgyalja föld vízháztartását is.

Az 1600-as években a selmeci aranybányák az akkori Európa legmélyebb táróinak számítottak. Tapasztalati tény, hogy a legmélyebb vágatokban igen meleg volt. 1619-ben J.B. MORIN francia utazó személyesen megtapasztalta és útleírásában feljegyezte ezt aényt. E. BROWNE 1669-ben ugyancsak felkereste Selmecet, hőmérséklet méréseket próbált végezni a bányában, sajnos sikertelenül. R. BOYLE 1671-ben először összegezte a Föld belsejéről megismert tényeket.

A toscanai nagyherceg 1777-ben a larderelloi hőforrások borax tartalmának kinyerésére bízta meg a vegyész P. Mascani-t (BIANCHI-BURGASSI, 1995). A hőforrás lefedésével megvalósított berendezés csirája volt, a napjainkig virágzó helyi vegyi és gyógyszeriparnak. Larderellóban a későbbiekben is folyamatosan hasznosították a geotermikus energiát. Az első dugattyús géppel 1904-ben 250 kW energiát fejlesztettek, melynek egy részével gépeket hajtottak, más részéből a helyi kastély világítását oldották meg. Ez az erőmű II. Világháború idejére 390 MW-os korszerű, gőzturbinás erőművé fejlődött. A háború során az erőművet lőszergyárnak vélvén tévedésből porig bombázták. Az újjáépült erőmű a maga 578 kútból előállított 490

MW teljesítményével az 1960-as évekig egyedüli bizonyítéka volt a geotermikus gőzből gazdaságosan megvalósított elektromos energiatermelésnek.

SIR CHARLES PARSONS – a róla elnevezett gőzturbina típus feltalálója - 1904-ben, a brit parlamentben terjesztette elő HELLFIRE PROJECT néven ismertté vált tervét, amelyben hagyományos aknamélyítő módszerekkel mélyített 12 mérföld mélységből (19.308 m) egy földalatti hőcserélővel 600 °C gőzt használt volna elektromos energia termelésére. 85 évre becsülte a terv kivitelezését és az akkor horribilis 5 millió£ költséget tervezett. Elképzelését a parlament elvetette. Ez volt a hőbányászat a mai HDR (HOT DRY ROCK) technológia gondolatának első megjelenése.

A geotermikus hő közvetlen hasznosítására az első nagyvonalú példa az izlandi Reykavik, ahol 1924-ben geotermikus távfűtést valósítottak meg, az akkor 50.000 lakosú, legnagyobb részt családiházak beépítésű városban (GUDMUNDSSON, 1988).

Fúrt kutakból történő víztermelést Franciaországban Artois tartományban (innen ered az artézi kút elnevezés) valósítottak meg először 1126-ban. Magyarországon csak 1830-ban fúrták az első artézi kútát Ugodon, majd 1832-ben Gróf Széchenyi István csóri birtokán a következőt.

Hévízkészleteink feltárásában kiemelkedő szerepet játszott ZSIGMONDY VILMOS, akinek irányításával 1877-ben Európa akkori legmélyebb 971 m-es kútját fúrták a Városligetben. Fúrt kutakon keresztül történő hévíztermelés legegyszerűbb módja a víztest és a tároló rugalmas tágulásán alapul. A kútoszlopban lévő folyadék nyomását csökkentik, pl. kompresszorozással buborékosá teszik a termelőcsőben lévő folyadékoszlopot, mivel ennek kisebb így a talpnyomása, a tárolóban lévő nagyobb nyomású forró víz a kútba expandál, s a kétfázisú folyadékoszlopot kiszorítva a termelőcsőből, rövid idő alatt feltölti azt. A kisebb sűrűségű ($\approx 970 \text{ kg/m}^3$) forróvíz-oszlop hidrosztatikai nyomása kisebb a természetes geotermikus hőmérséklet eloszlású kúton kívüli víztest nyomásánál, így ez a nyomáskülönbség a kútban kialakuló felfelé történő áramlás hajtóerejévé válik, s míg a rétegnomás bizonyos érték alá nem csökken, fenntartja az áramlást. A rétegnomás csökkenése a kút hozamát folyamatosan csökkenti. Ezt kiküszöbölendő mesterséges talpnyomás-csökkentéssel működtethető a kút. Ez lehet folyamatos kompresszorozás, vagy a jobb hatásfokú bűvárszivattyú alkalmazása.

Legjobb megoldást a kitermelt, lehűlt hévíz visszasajtolása jelenti. Egyrészt nem kell számolnunk a nagy oldottanyag-tartalom okozta környezetszennyezéssel, másrészt így a tároló rétegnomása is fenntartható, amivel annak élettartama nagymértékben nőhet. A kőzetmátrix többszörös átöblítésével, pedig sokszoros energiamennyiség hozható a felszínre (BOBOK–MATING–NAVRATIL–TURZÓ, 1992). A visszasajtolás legcélszerűbb módja egy termelő-besajtoló kútpáron keresztül ugyanabba a vízáradó rétegbe történik. Ebben az esetben nyilván nő a költség, hiszen egy besajtoló kút is ki kell alakítani. Jelentős költségmegtakarítást eredményezhet egy magyar szabadalom alkalmazása (BALOGH J. 1986), mely szerint a vizet a termelő kút gyűrűs terén keresztül sajtolják vissza egy vízáradó a réteggel nem kommunikáló, kevésbé mélyen fekvő rétegbe. Bár ez a módszer a rétegnomás-csökkenésen nem segít, környezetvédelmi szempontból előnyös.

A geotermikus energiatermelés rendkívül dinamikusan fejlődik világszerte. Évente átlagosan mintegy 17-20% a növekedés üteme. Míg 1992-ben 235 erőművi egység 6275 MW elektromos teljesítményt szolgáltatott, 2000-ben már közel 11.000 MW volt a geotermikus eredetű energia (LUND, 2000).

A geotermikus energiát sokféleképpen lehet hasznosítani. Elsődleges hasznosításon a gőz-víz azonnali felhasználását értik, így például belső terek fűtését, melegvíz-szolgáltatást -termálfürdőkben, -ipari célokra és a mezőgazdaságban. Másodlagos hasznosításon a geotermikus energiára épülő villamos erőművek üzemét értik. A világ geotermikus forrásból elektromos áramot termelő államainak száma viszonylag kevés. A legnagyobb termelő az USA, amelynek 3.000 MW a működő erőművi kapacitása. A Geyser's Field-i geotermikus erőmű még mindig a legnagyobb a világon. Míg a 90-es években 2.000 MW volt a teljesítménye, ma már leszálló ágban van, s a teljesítménye „csak” 1.000 MW. Igen jelentős még Fülöp szigetek 1.780 MW, Mexikó 743 MW, Indonézia 528 MW geotermikus alapú villamosenergia termelése. Harmadlagos hasznosításon az ásványi anyagok szilika, lítium, bór termálvízből történő kinyerését értik.

A fosszilis energiahordozók kémiaiilag kötött energiája gyakorlatilag tetszőleges időtartamon át, változatlan. Az ásványbányásznak, a gyakorlatot véve nem is feladata a hasznosítás körülményeivel foglalkozni. A geotermikus energia egészen más természetű. Amíg 1 kg olaj fűtőértéke ≈ 40.000 kJ, addig 1 kg 100°C -os termálvíz környezetéhez képest 377 kJ hasznosítható belső energiát tartalmaz. A termálvíz természetéből következik, hogy a kútfejet elhagyva, azonnal hűlni kezd, energiataralma csökken és (a víz, mint energiahordozó) elértéktelenedik. Ez motiválja azt a tényt, hogy a geotermikus energia termelője és felhasználója az azonnali, haladéktalan hasznosítás érdekében a szokásosnál jobban egymásra van utalva. Közös céljuk a kitermelés idejéhez és helyéhez minél közelebbi megoldás választása. Szoros együttműködésük parancsoló szükségszerűség.

1.2. TUDOMÁNYOS ELŐZMÉNYEK

A hévízkutakban lejátszódó termikus jelenségek vizsgálata hosszú ideig a hidrogeológusok, geofizikusok és a víztermelésben dolgozó általános mérnökök szakterülete volt. A termálkutakból kitermelt víz hőveszteségeinek közelítő meghatározása a 70-es évek közepéig partikuláris érvényű, tapasztalati összefüggések alapján történt (BÉLTELKI, 1971, LIEBE, 1976).

A hővezetés és hőátadás folyamatainak egzakt matematikai leírása a fizika, a kémia és a vegyipari gépészet területén ennél korábban elkezdődött. CARSLAW és JAEGER (1947) adták e tudományterület máig is legátfogóbb összefoglalását. A hővezetés differenciálegyenletének megoldását dolgozták ki különféle geometriai viszonyok, különféle kezdeti és peremfeltételek mellett. Az esetek túlnyomó többségében egzakt analitikus megoldások szerepelnek, de találhatunk korukat messze megelőző a numerikus megoldások irányába mutató példákat is.

A fúrólyukban áramló folyadék hőmérsékletének -a földtudomány és a bányászat területén- első tudományos igényű megoldása BOLDIZSÁR (1958) nevéhez fűződik. A hővezetés instacionárius differenciálegyenletét, a kút közetkörnyezetére írta fel és

Laplace transzformációval egy BESSEL féle differenciálegyenletté alakította. A megoldást nulla -és elsőrendű BESSEL függvények formájában kapta. Ez a megoldás végtelen nagy hőátadási tényezőt tételez az áramló folyadék (hévíz) és a lyukfal között.

RAMEY (1962), ugyanennek a feladatnak, jóllehet a hővezetés differenciálegyenlete szempontjából közelítő, de a kútszerkezet termikus ellenállását figyelembe vevő megoldását adta meg. A kutat egy állandó átmérőjű termelőcsőnek tekintette, a kútszerkezetet kúttalptól a kútfejig homogénnek vette és egyetlen eredő hőátviteli tényezővel jellemezte. RAMEY egyszerű, terepi viszonyok között is alkalmazható számítással egyszerűsítette BOLDIZSÁR megoldását, az abban adódó BESSEL-függvények sorbafejtése révén. RAMEY munkája az alapja számos későbbi eljárásnak, amelyek az alapmegoldás bizonyos részletei finomítják. Munkánkban ezt az eredeti RAMEY féle megoldást nevezzük alapmegoldásnak.

WILLHITE (1967) módszere, az eredő hőátviteli tényezőnek a korábbiaknál pontosabb meghatározását célozza.

PÁPAY (1985) a szénhidrogéntermelő kutak hőmérsékletviszonyainak vizsgálata során olyan elméletet dolgozott ki, amely a korábbi BOLDIZSÁR, RAMEY, WILLHITE módszerektől gyökeresen különbözik. Felismerte, hogy a szivárgó folyadékmozgás és a hővezetés differenciálegyenletei, sőt a megoldásukhoz szükséges peremfeltételek is tökéletes formai analógiát mutatnak. Megállapította, hogy a tárolóból a fúrólyukba irányuló folyadékáram, illetve a kút körüli hengerszimmetrikus hővezetés egyaránt parabolikus, parciális differenciálegyenlettel írható le. Ebből kiindulva a rezervoármekanikában a kutak körüli tranziensáramlásra kidolgozott VAN EVERDINGEN (1949) módszert fejlesztette tovább a kút körüli hővezetési feladat meghatározására, bevezetve a termikus skin fogalmát is.

Az analitikus megoldások mellett a 70-es évektől kezdődően egyre több numerikus megoldást is publikáltak. Ezek vagy a véges különbségek, vagy a végelemek módszerén alapultak. HOWEL, SETH és PERKINS (1972), LIN és WHEELER (1978), RYBACH (1981), WOLEY (1980) munkái a legnagyobb hatásúak ebben a kategóriában.

A Miskolci Egyetem Olajtermelési Tanszékén SZILAS (1965) vezetésével indultak meg a kúthőmérséklet számítását célzó vizsgálatok. Ezek az olajmérnöki gyakorlat megkívánta viszonylagos egyszerűségekre törekedtek, s általában a RAMEY féle megoldás pontosítására irányultak (BOBOK 1987, CODO 1990, HAZIM 1996, BOBOK és TÓTH 2000).

Akár BOLDIZSÁR elméletileg szigorú, akár a RAMEY követők gyakorlatiasabb ihletésű munkáit vizsgáljuk, szembetűnik, hogy a számított kútfej hőmérséklet lényegesen magasabb a mért értéknél. Amíg a számított kúttalptól a kútfejig történő hőmérséklet csökkenés 3-4 °C, addig a mért kúttalp - és kútfej hőmérséklet különbsége gyakran meghaladja a 10 °C-ot is LIEBE (1976) szerint.

1.3. CÉLKITŰZÉSEK

Az eddig elért eredmények tetszőleges gyakorlati feladatok megoldására, nem alkalmazhatók minden további nélkül. A termálkutakban kialakuló hőmérséklet-eloszlás minél pontosabb ismerete, a szakterület legkülönbébb feladatainak megoldásához nélkülözhetetlen. Elsődlegesen nyilván a rendszer hőveszteségeinek pontos meghatározása a cél, de a béléscsőültetés és a cementezés tervezése, a kút hőszigetelése is minél megbízhatóbban számított alapadatokat igényel.

A korábbi vizsgálatok a mélység mentén állandó eredő hőátviteli tényezővel számoltak, és nem vették figyelembe a közet hővezetési tényezőjében bekövetkező változásokat sem. A kútszerkezet mélység menti változásának figyelembevétele a hőszigetelés tervezéséhez is szükséges, hiszen az nyilván nem a kút teljes mélységében készül. Vannak újabb fejlesztésű kútszerkezetek, például a termelő-besajtoló kétfunkciós kút, amelyre a hőátvitel jelenségének számítással történő meghatározását, még nem végezték el. A földi hőáram is módosítja a kút körüli közettest hőmérsékleteloszlását, amit eddig szintén figyelmen kívül hagytak.

A hőveszteségek minél pontosabb meghatározásának gyakorlati jelentőségét mutatja, hogy egy átlagos 20 kg/s tömegáramú termálkút 1 °C-os hőmérséklet csökkenése 83,6 KW teljesítménycsökkenést okoz. A matematikai modellezéssel végzett vizsgálatok költsége mindig sokkal kisebb, mint a kísérleti munkáé. A kútvizsgálatok elvégzése után a kút üzemállapota lényegesen változik, a helyes üzemeltetés érdekében, ennek számítással történő követése is kívánatos.

Ezekből következően munkánk célkitűzése a hévízkutakból történő geotermikus energiatermelés hőveszteségeinek számítással történő meghatározása, a veszteségek okainak, befolyásoló tényezőinek feltárása és a rendszer javítása révén a hatásfok növelése. Mindezt a belső energia mérlegegyenletének, a hozzá tartozó egyértelműségi feltételeknek megfelelő felírásával, valóságghű peremfeltételek megadásával veszem figyelembe. Az adódó differenciálegyenleteket analitikus módszerrel oldom meg, az eredményeket in situ mérési adatokkal ellenőrzöm.

2. HŐVESZTESÉGEK VÍZTERMELŐ KUTAKBAN ALAPESET

2.1. A JELENSÉG FOGALMI MODELLJE

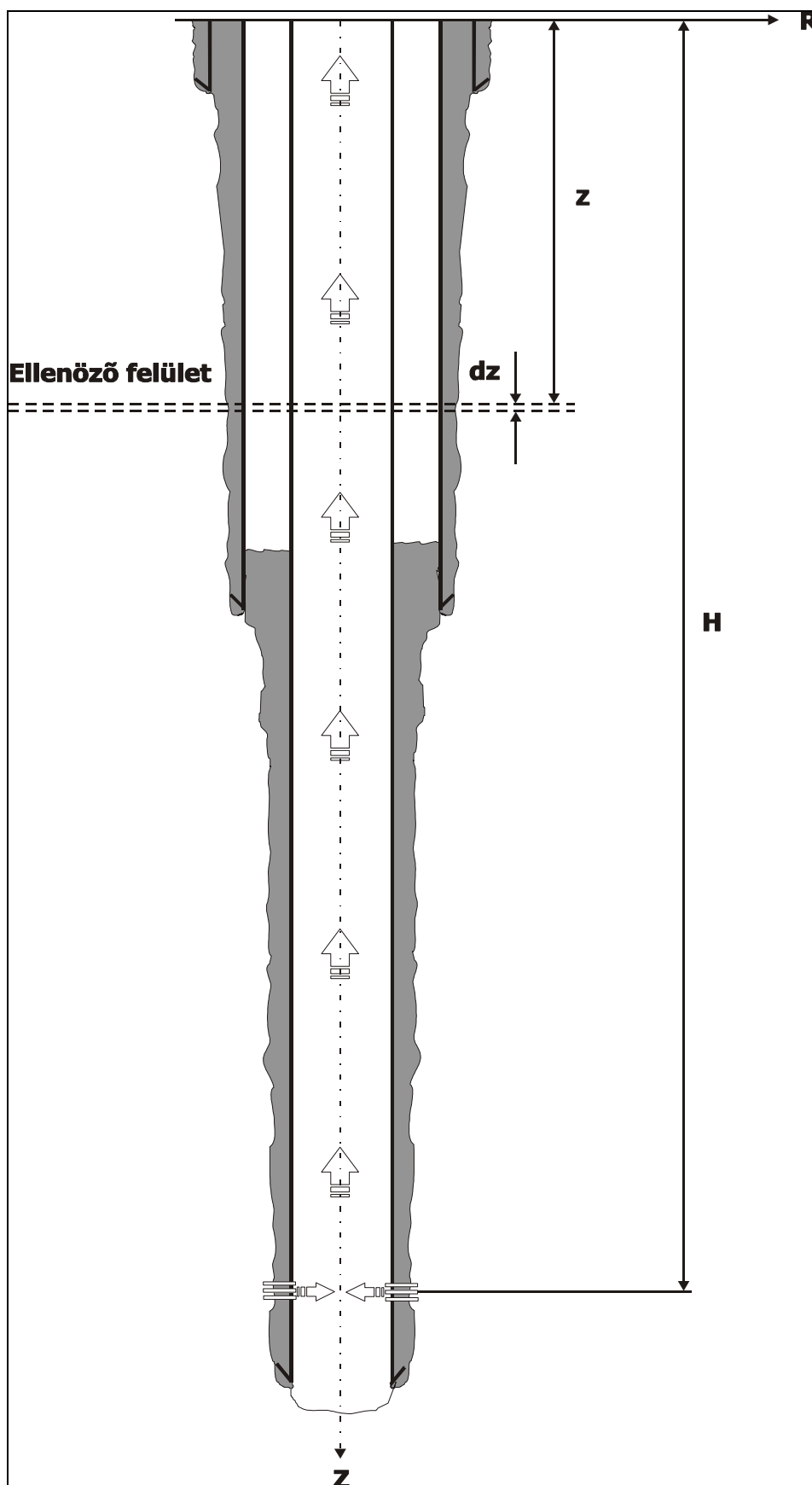
A termelőkútból kitermelt hévíz hőmérséklete, s ezzel belső energiatartalma, a megcsapolt tárolótól a kútfejig jelentősen csökken. Ennek természetes oka, hogy a kútban felszálló hévíz hőmérséklete nagyobb, mint a kutat körülvevő közettesté, s e hőmérséklet-inhomogenitás hatására a belső energia radiális árama alakul ki a kúttól a távolabbi közettömeg felé. Ez a belső energiaáram túlnyomórészt konduktív, de a nagy porozitású és permeabilitású pleisztocén üledékekben konvektív áram is kifejlődhet. A hévíz energiavesztesége következtében a kút közetkörnyezete fokozatosan felmelegszi, miközben a hőmérsékleti mező inhomogenitása és a belső energia árama csökken. Így a kútfejen kifolyó hévíz hőmérséklete a beindítás után fokozatosan növekszik, míg az egész rendszer stacionárius állapotba nem kerül. Ezt az időben változó termikus kölcsönhatást vizsgálom a következőkben, különös tekintettel a lehűlés mértékét befolyásoló tényezőkre.

A hazai hévízkutak általában 1800-2100 m mélységből termelnek $m=10-30$ kg/s forróvizet. A kútszerkezet mintegy 30-50 m mélységig 13 3/8" (349 mm) átmérőjű vezető béléscsőrákattal kezdődik. Ezt a 9 5/8" (244,5 mm) átmérőjű biztonsági béléscsőrákat követi 500-600 m mélységig. A termelési béléscsőrákat legtöbbször 7" (177,8 mm), vagy 6 5/8" (168,3 mm) átmérőjű a tervezett mélységig. A vezető és a biztonsági béléscsőrákat a felszínig cementezik, a termelési béléscsőrákat viszont már csak a biztonsági csőrákat saruja fölötti 50-100 m-es átfedés szintjéig.

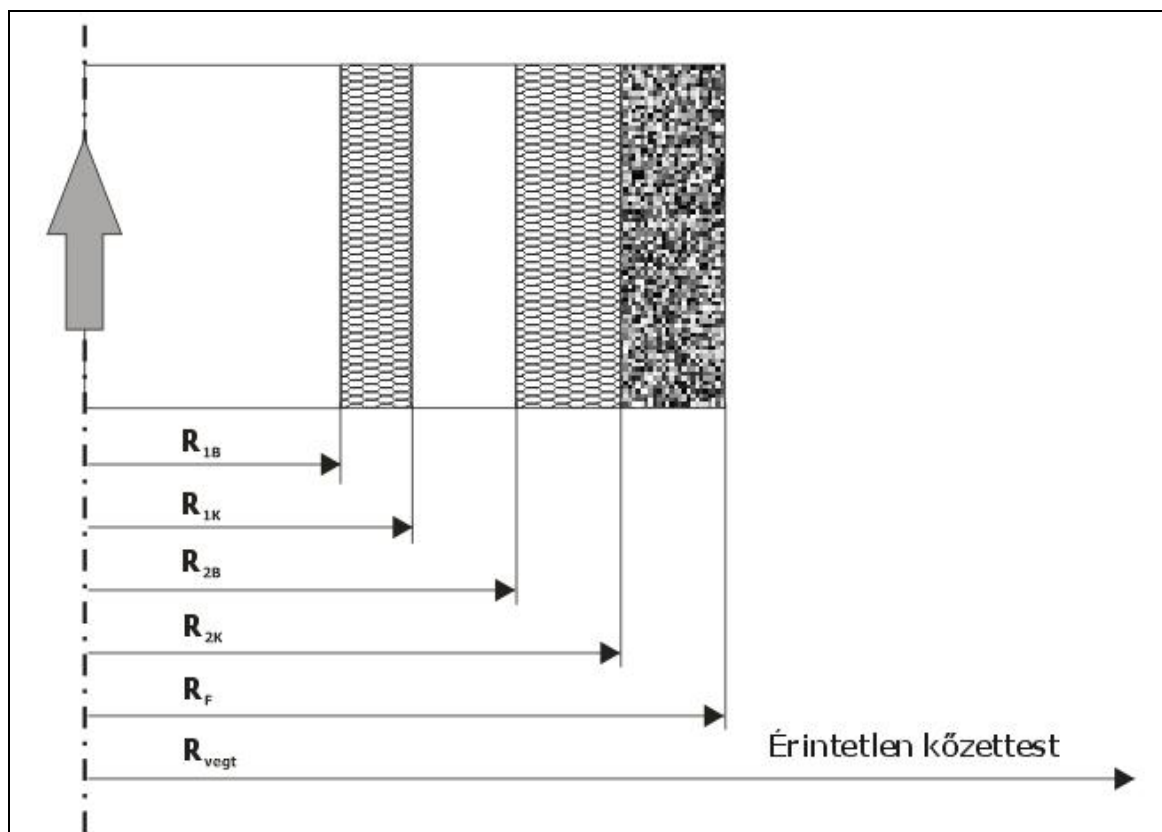
2.2. A JELENSÉGET LEÍRÓ ALAPEGYENLETEK ÉS MEGOLDÁSUK

A kútban kialakuló áramlási és hőátadási viszonyok vizsgálatára, a geometriai viszonyokhoz igazodva egy sematikus modellt veszünk fel. A hévízkút modellünket a 2.1. ábrán szemléltetjük. A kutat egy olyan speciális hengerkoordináta rendszerbe helyezzük, melynek z tengelye egybeesik a kút szimmetriatengelyével. A $z=0$ pont a felszínhez kötött, a pozitív z irány függőlegesen lefelé mutat. A belső energia mérlegegyenletének felírásához válasszunk ki egy célszerű ellenőrző felületet. Legyen ez egy a kúttal koaxiális henger, amelyet valamely tetszőleges mélységben egymástól dz távolságra, párhuzamos és vízszintes síkok határolnak, sugara, pedig az az R_∞ érték, amely az érintetlen geotermikus hőmérsékleteloszlás helyét jelöli ki.

A 2.2. ábrán felnagyítva látható az ellenőrző felület, amelyen belül két részrendszert célszerű megkülönböztetni. Az egyik a termelőcsőben áramló hévíz, a másik az azt körülvevő kútszerkezet és a kút közet-környezete. Az R_{1B} sugarú termelőcső-paláston belül, az áramló víz és a csőpalást közötti hőátadás a domináns jelenség. A kútszerkezetre és a közetre a közel radiális irányú hővezetés folyamata a jellemző.



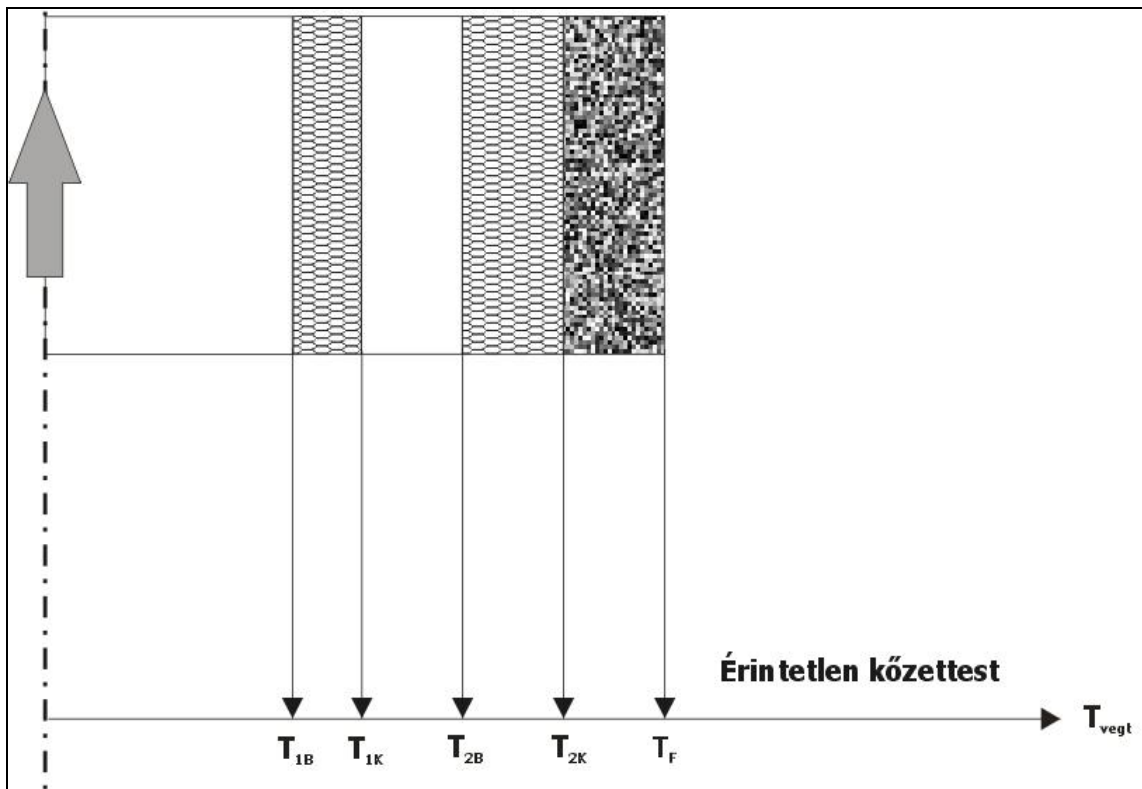
2.1. ábra Hévízkút modell



2.2. ábra Ellenőrző felület modell

A kútszerkezet termikus ellenállása a 2.2. ábrának megfelelően a következő összetevőkből adódik. R_{1B} a termelőcső belső palástfelületének sugara, ennek hőmérséklete T_{1B} . A termelőcső külső sugara R_{1K} , ahol a hőmérséklet T_{1K} . A termelőcső falán keresztül radiális irányú hővezetés alakul ki. A termelőcső és a bélésűcső közötti gyűrűs teret legtöbbször fúróiszappal szennyezett víz tölti ki. Esetenként a gyűrűsteret habosított cementtel töltik ki. A folyadékkal töltött gyűrűs térben a hő természetes konvekcióval adódik át. A bélésűcső belső palástfelületének R_{2B} sugarán, T_{2B} a hőmérséklet. A bélésűcső R_{2K} külső sugaráig újra vezetéssel adódik át a hő. A bélésűcső R_{2K} külső sugarától, a fúrószerszám által kimunkált R_F fúrólyuk sugárig újra cementezve van az itt adódó gyűrűs tér, természetesen ezen át is hővezetés alakul ki. Az érintetlen közettest sugarát modellünkön R_∞ jelöli. Mielőtt az adódó differenciálegyenletek megoldásához kezdenénk, néhány egyszerűsítő feltételt írhatunk elő. A víz a termelőcsőben függőlegesen felfelé irányuló stacionárius, turbulens áramlással mozog. Az áramló vizet összenyomhatatlannak tekintjük. Ismert, hogy minél nagyobb a REYNOLDS szám értéke, annál kiegyenlítettebb az áramlás sebességprofilja. A cső hidraulikailag teljesen érdes viselkedési tartományában állandósul egy olyan sugár irányú sebességeloszlás, amely jó közelítéssel helyettesíthető a cső keresztmetszetére vonatkozó átlagsebességgel. A turbulens keveredés következtében a cső tengelyére merőleges egy adott keresztmetszetekben a hőmérséklet értéke is állandónak tekinthető. A termikus határréteg meredek hőmérséklet-csökkenését a víz és a fal között adódó véges hőmérséklet-ugrással vesszük figyelembe. További megállapítás, hogy a vízben a függőleges irányú hővezetés a konvekció mellett elhanyagolhatóan kicsi.

A kutat körülvevő közet-környezet hőmérsékleteloszlását hengerszimmetrikusnak vesszük. Meg kell jegyezni, hogy erősen permeábilis, hideg víztároló közetkörnyezet esetén az intenzív szivárgó mozgás eltorzíthatja a hengerszimmetrikus hőmérsékleti mezőt. Az esetleg kialakuló termokonvekciós áramok is hasonló eredményre vezetnek. Modellünk érvényessége tehát csak addig terjed, amíg a kút közetkörnyezetében a belső energia, vezetéssel adódik át. A számított és mért jellemzők esetleges eltérései a termokonvekció következtében állnak elő. Az ellenőrző felület modell hőmérsékletének jelölését a 2.3. ábra szemlélteti.



2.3. ábra Ellenőrző felület modell hőmérsékletei

A belső energia mérlegegyenletét először az áramló vízre írjuk fel. Az ellenőrző felület az egymástól dz távolságban lévő vízszintes síkok és a termelőcső R_{1B} sugarú palástfelülete által képzett henger. Az előzőekben ismertetett egyszerűsítő feltevésekkel az

$$\dot{m} c dT = Q dz \quad (2.1)$$

differentiálegyenlet adódik. Tehát az áramló víz energiájának csökkenése egyenlő a termelőcső belső palástfelületén távozó hővel. A Q hőfluxust célszerű egy a kútszerkezet termikus ellenállásából származó eredő hőátviteli tényezővel számítani.

$$\dot{m} c dT = 2 \pi R_{1B} U_{1B} (T - T_F) dz \quad (2.2)$$

A 2.2. egyenletben szereplő T a víz keresztmetszeti átlaghőmérsékletet, T_F a fúróluk falán adódó hőmérséklet. A kútszerkezet sugarasan kifelé haladó eredő hőfluxusa, megegyezik a kút közetkörnyezetében továbbterjedő hőárammal.

$$2 \pi R_{1B} U_{1B} (T - T_F) dz = 2 \pi k_k \frac{T_F - T_\infty}{\ln \frac{R_\infty}{R_F}} \quad (2.3)$$

A jobb oldal nevezőjében szereplő $\ln \frac{R_\infty}{R_F}$ kifejezés az idő függvénye. Az R_∞ sugár jellemzi a kút körüli hőköpeny kiterjedését. R_∞ távolságban már a zavartalan geotermikus hőmérsékletet találjuk.

$$T_\infty = T_0 + \gamma z \quad (2.4)$$

Itt a T_0 a talajfelszín éves középhőmérséklete. Ez ma Magyarországon átlagosan $10,5^\circ\text{C}$. A geotermikus gradiens γ $0,05^\circ\text{C/m}$. Mivel a kútban áramló forróvíz felmelegíti a közetkörnyezetet, az $\ln \frac{R_\infty}{R_F}$ érték az idő függvényében monoton nő. A hőköpeny rádiusza, a mélység mentén csökken, hiszen a kúttalpon a víz és az érintetlen közetkörnyezet hőmérséklete azonos. Számításunkban az integrál-középértékével dolgozunk. Az integrál-középérték az eredő hőátviteli tényező (U_{1B}) függvényeként határozható meg.

$$\ln \frac{R_\infty}{R_F} = f(F_0, U_{1B}) \quad (2.5)$$

Ez az ún. tranziens hővezetési együttható – mely egy dimenzió nélküli mennyiség – nem tévesztendő össze a k hővezetési tényezővel, ami $\text{W/m}^\circ\text{C}$ dimenziójú (2.3. ábra).

Az F_0 Fourier szám az instacionárius hővezetési folyamatok hasonlósági invariánsa.

$$F_0 = \frac{k_k}{\rho_k c_k} \frac{t}{R_F^2} \quad (2.6)$$

Ebben az egyenletben: k_k - a közet hővezetési tényezője
 ρ_k - a közet sűrűsége
 c_k - a közet fajhője
 t - a kút beindításától eltelt idő

A 2.2.-2.3. egyenletekből származtatjuk a kút hőmérsékleteloszlását meghatározó differenciálegyenletet. Mielőtt ezt megtennénk, meg kell határoznunk a még ismeretlen U_{1B} eredő hőátviteli tényezőt.

Az U_{1B} eredő hőátviteli tényező meghatározásához tekintsük a kútszerkezet egységnyi vastagságú vízszintes metszetét. A radiálisan kifelé irányuló hőáram

„sorba kapcsolt” szerkezeti elemeken halad keresztül. A hőátadás mechanizmusa az egyes elemeken különböző: a fluidum és a termelőcső-palást között kényszerkonvekció, a csőfalban és a cementpalástban tiszta hővezetés, a folyadékkal töltött gyűrűs térben szabad termokonvekció, de ha hőszigetelő anyag tölti ki, akkor itt is vezetés. A közös mindegyikben, hogy az eredő hőáram valamennyi sorba kapcsolt szerkezeti elemén át azonos. A határrétegen keresztül:

$$Q = 2 \pi R_{1B} h_{1B} (T - T_{1B}) \quad (2.7)$$

a termelőcső falán át:

$$Q = 2 \pi k_a \frac{T_{1B} - T_{1K}}{\ln \frac{R_{1K}}{R_{1B}}} \quad (2.8)$$

a folyadékkal töltött gyűrűstéren keresztül:

$$Q = 2 \pi R_{1K} h_{gy} (T_{1K} - T_{2B}) \quad (2.9)$$

a bélésűcső-falon át:

$$Q = 2 \pi k_a \frac{T_{2B} - T_{2K}}{\ln \frac{R_{2K}}{R_{2B}}} \quad (2.10)$$

Végül a bélésűcső és a közet közti cementpaláston át

$$Q = 2 \pi k_c \frac{T_{2K} - T_F}{\ln \frac{R_F}{R_{2K}}} \quad (2.11)$$

azonos nagyságú hőáram távozik. A 2.7. -2.11. egyenletekben k_a az acél, k_c a cement hővezetési tényezője, h_{1B} a folyadék és a termelőcső-fal közötti hőátadási tényező, h_{gy} pedig a termelőcső és a bélésűcső közötti térben kialakuló szabad konvekció hőátadási tényezője. E két utóbbi kiszámítására még kitérünk. Fejezzük ki a 2.6.-2.11. egyenletekből a hőmérséklet-különbségeket és adjuk össze az egyenletekt. A eredmény:

$$T - T_F = \frac{Q}{2 R_{1B} \pi} \left[\frac{1}{h_{1B}} + \frac{R_{1B}}{k_a} \ln \frac{R_{1K}}{R_{1B}} + \frac{R_{1B}}{R_{1K}} \frac{1}{h_{gy}} + \frac{R_{1B}}{k_a} \ln \frac{R_{2K}}{R_{2B}} + \frac{R_{1B}}{k_c} \ln \frac{R_F}{R_{2K}} \right] \quad (2.12)$$

Vessük ezt egybe a

$$Q = 2 \pi R_{1B} U_{1B} (T - T_F) \quad (2.13)$$

egyenlőséggel.

Az eredő hőátbocsátási tényezőre a 2.14. egyenletben kifejezett U_{1B} adódik.

$$\frac{1}{U_{1B}} = \frac{1}{h_{1B}} + \frac{R_{1B}}{k_a} \ln \frac{R_{1K}}{R_{1B}} + \frac{R_{1B}}{R_{1K}} \frac{1}{h_{gy}} + \frac{R_{1B}}{k_a} \ln \frac{R_{2K}}{R_{2B}} + \frac{R_{1B}}{k_c} \ln \frac{R_f}{R_{2K}} \quad (2.14)$$

A víz és a termelőcső fala között lejátszódó hőátadási folyamat h_{1B} együtthatója empirikusan állapítható meg. Hidraulikailag sima cső esetén NÁNÁSI-BOBOK (1988) nyomán a

$$h_{1B} = \frac{0.0168 \cdot k_v}{2 R_{1B}} \text{Re}^{0.84} \text{Pr}^{0.4} \quad (2.15)$$

összefüggés érvényes. Ebben k_v a víz hővezetési tényezője, Pr az ún. PRANDTL-szám, amely a

$$\text{Pr} = \frac{c_v \eta_v}{k_v} \quad (2.16)$$

formulából számítható. Mindkét paraméter anyagjellemző, melyeket a víz fizikai tulajdonságainak tárgyalásakor a hőmérséklet változásának függvényében foglaltunk táblázatba. A ρ_v és η_v hőmérsékletfüggése miatt a REYNOLDS-szám - amelyben v az áramló folyadék keresztmetszeti átlagsebessége - értéke is hőmérséklettől függő.

$$\text{Re} = \frac{v \cdot 2 R_{1B} \rho_v}{k_v} \quad (2.16)$$

Abban az esetben, amikor a kútban csak a csőfal érdességétől függő, teljesen kifejlődött turbulens áramlás alakul ki, a

$$h_{1B} = 0.040 \cdot \text{Pr} \cdot \text{Re} \cdot \sqrt{\frac{\lambda}{8}} \quad (2.18)$$

összefüggéssel számíthatjuk a hőátadási tényezőt.

A gyűrűs térre jellemző h_{gy} hőátadási tényező számítására ROSHENOW-HARTNETT (1975) nyomán a

$$h_{gy} = \frac{0.049 \cdot k_v \cdot \text{Pr}^{0.074} \cdot (\text{Gr} \cdot \text{Pr})^{0.33}}{R_{1B} \ln \frac{R_{2B}}{R_{1K}}} \quad (2.19)$$

egyenlet használható. Az ebben szereplő Gr paraméter az ún. GRASHOF-szám, a szabad konvekcióra levezethető hasonlósági kritérium. Számítására a

$$\text{Gr} = \frac{(R_{2B} - R_{1K})^3 g \rho_v^2 (T_{1K} - T_{2B}) \beta_v}{\mu_v^2} \quad (2.20)$$

egyenlet szolgál, amelyben β_v a víz hőmérsékleti térfogat tágulási tényezője. A h_{GY} hőátadási tényező meghatározásához tehát szükség lenne a T_{1K} és a T_{2B} hőmérsékletek ismeretére. Ezt a problémát iterációval hidalhatjuk át, ennek első lépéséhez célszerű a konvergencia gyorsítására egy becsült $T_{1K} - T_{2B}$ hőmérséklet-különbséget vennünk.

A gyűrűstérben kialakuló termikus konvekció erősen hűti a kútban feláramló vizet, ezért a gyűrűstér hőszigetelt anyaggal (mely lehet cement, perlitcement, hab, oleogél) történő kitöltése célszerű, gazdaságos megoldás. Ekkor az

$$\frac{R_{1B}}{R_{1K}} \frac{1}{h_{gy}} = \frac{R_{1B}}{k_{sz}} \ln \frac{R_{2B}}{R_{1K}} \quad (2.21)$$

helyettesítést kell eszközölnünk. Itt k_{sz} a gyűrűs teret kitöltő szigetelő anyag, pl. poliuretán, vagy perlitcement hővezetési tényezője.

Ezek után rátérhetünk a differenciálegyenlet levezetésére. A 2.2 egyenletből egyszerű átrendezéssel adódik a

$$\frac{dT}{dz} = \frac{2\pi R_{1B} U_{1B} (T - T_F)}{\dot{m}c} \quad (2.22)$$

Ebből a $T - T_F$ hőmérséklet-különbség kifejezhető.

$$T - T_F = \frac{\dot{m}c}{2\pi R_{1B} U_{1B}} \frac{dT}{dz} \quad (2.23)$$

A 2.3. egyenletből viszont a $T_F - T$ hőmérséklet-különbséget kapjuk.

$$T_F - T_\infty = \frac{2\pi R_{1B} U_{1B} (T - T_F) f(t)}{2\pi k_k} \quad (2.24)$$

E két utóbbi egyenletet összeadva kiesik a cementpalást külső szélén fellépő és nehezen ellenőrizhető T_F hőmérséklet.

$$T - T_\infty = \frac{\dot{m}c}{2\pi R_{1B} U_{1B}} \frac{dT}{dz} + \frac{2\pi R_{1B} U_{1B} f(t)}{2\pi k_k} \cdot \frac{\dot{m}c}{2\pi R_{1B} U_{1B}} \frac{dT}{dz} \quad (2.25)$$

A lehetséges egyszerűsítéseket elvégezve,

$$T - T_\infty = \frac{dT}{dz} \cdot \frac{\dot{m}c}{2\pi} \left(\frac{k_k + f(t) R_{1B} U_{1B}}{R_{1B} U_{1B} k_k} \right) \quad (2.26)$$

adódik, amelyből a hőmérséklet gradiens:

$$\frac{dT}{dz} = \frac{2\pi R_{1B} U_{1B} k_k (T - T_0 - \gamma z)}{mc(k_k + f(t) \cdot R_{1B} U_{1B})} \quad (2.27)$$

Ahhoz, hogy az egyenlet áttekinthetőbb legyen egyetlen konstansba vonjuk össze a mélységtől nem függő paramétereket.

$$A = \frac{mc(k_k + f(t) \cdot R_{1B} U_{1B})}{2\pi R_{1B} U_{1B} k_k} \quad (2.28)$$

Az A az un. mélységi tényező, mely hosszúság dimenziójú és a kútszerkezet változásának megfelelően szakaszonként állandó. Első közelítésben megtehetjük, hogy a teljes mélységre átlagolt értékével számolunk. Ekkor a 2.27. egyenlet megoldás szempontjából rendkívül áttekinthető formában írható fel.

$$A \frac{dT}{dz} = T - T_0 - \gamma z \quad (2.29)$$

Szembetűnő, hogy egy elsőrendű lineáris inhomogén, állandó együtthatójú differenciálegyenletet kapunk., amelynek megoldása előtt célszerű bevezetnünk a

$$\Theta = T - T_0 - A\gamma \quad (2.30)$$

segédváltozót. Ennek következtében az

$$A \frac{d\Theta}{dz} = \Theta - T_0 - A\gamma \quad (2.31)$$

egyenletet kell megoldanunk. Ezt az egyenletet a szakirodalomban általánosan, a szuperpozíció módszerével - partikuláris megoldások összegzésével - oldják meg (BOBOK, 1987). Itt mi most mást módszerrel, az állandók variálásának módszerével oldjuk meg az egyenletet. Először az

$$A \frac{d\Theta}{dz} = \Theta \quad (2.32)$$

homogén rész megoldását kell előállítanunk.

$$\frac{d\Theta}{\Theta} = \frac{dz}{A} \quad (2.33)$$

Integrálás után

$$\ln \Theta = \frac{z}{A} + \ln C \quad (2.34)$$

adódik, itt C egy integrációs állandó.

$$\ln \frac{\Theta}{C} = \frac{z}{A} \quad (2.35)$$

Kifejezve Θ -t,

$$\Theta = C \cdot e^{\frac{z}{A}} \quad (2.36)$$

megkapjuk az egyenlet homogén részének megoldását.

Az állandók variálásának módszere azon alapul, hogy a C integrációs állandót z függvényének tekintjük. Így a homogén megoldásra kapott összefüggést szorzatként deriválhatjuk.

$$\frac{d\Theta}{dz} = \frac{dC}{dz} \cdot e^{\frac{z}{A}} + C \cdot e^{\frac{z}{A}} \frac{1}{A} \quad (2.37)$$

Majd visszahelyettesítjük az eredeti inhomogén differenciálegyenletbe :

$$A \frac{dC}{dz} \cdot e^{\frac{z}{A}} + A \cdot \frac{1}{A} \cdot C \cdot e^{\frac{z}{A}} = C \cdot e^{\frac{z}{A}} - T_0 - A\gamma \quad (2.38)$$

A 2.38. egyenletből egyszerűsítés után kapjuk

$$\frac{dC}{dz} = \left(-\frac{T_0}{A} - \gamma\right) \cdot e^{-\frac{z}{A}} \quad (2.39)$$

amely integrálás után a

$$C = \left(-\frac{T_0}{A} - \gamma\right)(-A) \cdot e^{-\frac{z}{A}} + K \quad (2.40)$$

kifejezésre vezet. Ezt kell behelyettesítenünk a homogén megoldás konstansának helyére. Így adódik

$$\Theta = \left[(T_0 + \gamma A) \cdot e^{-\frac{z}{A}} + K \right] \cdot e^{\frac{z}{A}} \quad (2.41)$$

egyenlet, mely kis átalakítással

$$\Theta = (T_0 + \gamma A) + K \cdot e^{\frac{z}{A}} \quad (2.42)$$

alakra hozható.

A K integrációs állandó meghatározása egy a mélység menti átlagértékkel számított esetben a legegyszerűbb. Ekkor A a felszíntől a $z=H$ talpmélységig állandó. A $z=H$ helyen a víz hőmérséklete azonos az érintetlen közet geotermikus hőmérsékletével, tehát

$$T = T_0 + \gamma H \quad (2.42)$$

A 2.42. egyenletet behelyettesítve

$$K = -\gamma A \cdot e^{\frac{z}{A}} \quad (2.43)$$

Visszatérve a Θ -ról az eredeti T változóra megkapjuk a kút termelőcsövében felfelé áramló hévíz mélységmenti hőmérséklet eloszlását.

$$T = T_0 + \gamma(z + A) - \gamma A \cdot e^{\frac{(z-H)}{A}} \quad (2.44)$$

A kútfejen kiömlő víz hőmérséklete $z=0$ helyettesítéssel adódik.

$$T_{ki} = T_0 + \gamma A - \gamma A \cdot e^{\frac{-H}{A}} \quad (2.45)$$

A 2.44. egyenlet szolgáltatja számunkra a hőmérséklet változását mélység függvényében. Ebben az egyenletben a kútszerkezet valamennyi adata, és a kút üzemállapotára jellemző adatok egyetlen konstansban, az A mélységi tényezőben lettek összevonva. A konstans jelleg természetesen csak a mélységtől való függetlenséget jelenti. A 2.28. formulát tekintve szembetűnő, hogy elsősorban az m tömegáram és az f tranziens hővezetési együttható változhat az idő függvényében. Ugyanakkor a kút szerkezete sem homogén a kúttalptól a kútfejig, a béléscső-rakatok kombinációjának változása az eredő hőátviteli tényező értékében is változást okoz.

A kút hőteljesítménye a $P = \dot{m} c (T_{ki} - T_0)$ összefüggéssel számítható. A 2.5. ábrán szemléltetett esetben ez 1-12 MW között változhat. Ez önmagában is jelzi a feladat megbízható megoldásának gyakorlati fontosságát.

Egy adott kútra történő számítási eredmények és a mért adatok jellegzetesen különböznek egymástól: 1-2 °C számított lehűléshez, 10-12 °C mért lehűlés tartozik. Ez az ellentmondás régóta ismert (BOLDIZSÁR, 1958) de a szakma nem jutott előre ennek feloldásában. RAMEY klasszikusnak számító megoldásában az egész kútszerkezetet, a kúttalptól a kútfejig a mélységi tényezőben szereplő és a mélység mentén változó paraméterek integrálközepértékével számol. A kútszerkezet függvényében markánsan változó U_{1B} hőátviteli tényezőt változatlanul tekint. Némi eufémizmussal azt mondhatjuk, hogy arra a tényezőre vonatkozik, amit az irodalmi példák szerint egyszerűen, mint alapadatot felvesznek. A közet hővezetési tényezője is lényegesen változhat a mélység mentén. A Pannon üledéksor sajátossága, hogy a homokos és agyagos rétegek nagy számban váltakoznak és a törtvonal - jellegű geotermikus hőmérséklet egyetlen egyenessel jól közelíthető. Így egy egyenértékű

hővezetési tényezővel jó biztonsággal számolhatunk. Egyetlen kivétel az az eset, amikor a Pannon üledéksoron az alaphegységbe áthatolva mélyül a kút. Pl. Tótkomlóson, mintegy 1.700 m mélységben éri el a fúrás az alaphegységet, ennek a kőzetei sokkal jobb hővezetési tényezőjűek mint a fölöttük lévő üledéksor, és ez egy jól érzékelhető törést jelent a mélység menti hőmérséklet eloszlásban. Ugyanakkor több nagymélységű fúrásban (Hód-I. Derecske-I.) állandó a geotermikus gradiens, tehát a hővezetési tényező értéke is.

Az $f = \ln \frac{R_\infty}{R_F}$ hányados is változik a mélység mentén, a kút felső szakaszán sokkal erősebb a kút környező kőzetet felfűtő hatása, mint a talp közelében, ahol a kitermelt víz hőmérséklete megegyezik a kőzet hőmérsékletével. Tehát a 2.29. differenciálegyenletet szakaszokra bontva kell integrálnunk, elsősorban a kút speciális kiképzése miatt.

A kútszerkezet eredő hőátviteli tényezőjének meghatározásakor folyadékkal kitöltött gyűrűs tér esetén az ott kialakuló szabad konvekció figyelembe vételére is szükség van. A szabad konvekció hőátadási tényezőjének számításához viszont ismerni kell a termelőcső külső (T_{1K}) és a béléscső belső (T_{2B}) palástfelületén adódó hőmérsékletek értékét. Ezt egyszerűen is megoldhatjuk egy korábbi, tapasztalatok alapján becsült hőmérséklet különbség felvételével és a Grashof szám így történő kiszámításával. A továbbiakban egy kézenfekvő pontosítási lehetőséget használunk ki. A becsült hőmérséklet különbséget egy iterációs ciklus kezdő értékének tekintjük, s a termelőcsőben áramló víz hőmérsékletét a 2.44. egyenlettel határozzuk meg. Ennek ismeretében a $T_{1K} - T_{2B}$ hőmérséklet különbség lényegesen pontosabban számítható.

A kútszerkezet egyes elemein, mint sorbakapcsolt termikus ellenállásokon, ugyanaz a Q hőáram halad át. Ezeket a 2.7.-2.11. egyenletek fejezik ki. Célszerű még a

$$Q = 2 \pi k_k \frac{T_F - T_\infty}{\ln \frac{R_\infty}{R_F}} \quad (2.46)$$

fluxust is figyelembe vennünk, azért, hogy az eredő hőátviteli tényező számításánál ne a bizonytalanul becsülhető T_F hőmérsékletet vegyük alapul, hanem a jól mérhető, illetve számítható T_∞ maradjon bent az egyenletben. Ekkor a teljes hőmérséklet esés a kútban és a kút körüli felfűtött hőköpenyben a következő (2.47)

$$T - T_\infty = \frac{Q}{2 R_{1B} \pi} \left[\frac{1}{h_{1B}} + \frac{R_{1B}}{k_a} \ln \frac{R_{1K}}{R_{1B}} + \frac{R_{1B}}{R_{1K}} \frac{1}{h_{gy}} + \frac{R_{1B}}{k_a} \ln \frac{R_{2K}}{R_{2B}} + \frac{R_{1B}}{k_{cem}} \ln \frac{R_F}{R_{2K}} + \frac{R_{1B}}{k_k} \ln \frac{R_\infty}{R_F} \right]$$

A szögletes zárójelben lévő összeg most nem csupán a kútszerkezet eredő hőátviteli tényezőjének reciproka, hanem a teljes rendszer (kútszerkezet + hőköpeny) eredő hőátviteli tényezőjének definiálására szolgál. E szerint a teljes rendszer hőátviteli tényezője

$$\frac{1}{U_{1B}^*} = \left[\frac{1}{h_{1B}} + \frac{R_{1B}}{k_a} \ln \frac{R_{1K}}{R_{1B}} + \frac{R_{1B}}{R_{1K}} \frac{1}{h_{gy}} + \frac{R_{1B}}{k_a} \ln \frac{R_{2K}}{R_{2B}} + \frac{R_{1B}}{k_{cem}} \ln \frac{R_F}{R_{2K}} + \frac{R_{1B}}{k_k} \ln \frac{R_\infty}{R_F} \right] \quad (2.48)$$

Az U_{1B}^* hőátviteli tényező tartalmazza a rendszer legbizonytalanabbul becsülhető elemét: a gyűrűs tér szabad konvekcióra definiált hőátadási tényezőjét. Ezt eddig egy célszerűen felvett $T_{1K} - T_{2B}$ hőmérséklet különbséggel számított Grashof szám alapján határozták meg.

Jelen dolgozatban ezt az értéket egy iterációs ciklus nulladik iterációs elemének tekintjük. Ezzel számoljuk ki U_{1B}^* értékét úgy, hogy a felvett $(T_{1K} - T_{2B})$ értékhez tartozó

$$Gr^{(0)} = \frac{\beta_v \rho_v^2 g (R_{2B} - R_{1K})^3 (T_{1K} - T_{2B})^{(0)}}{\mu_v^2} \quad (2.49^*)$$

Grashof számmal – mely a termikus konvekció hasonlósági invariánsa - a 2.19. egyenletből meghatározzuk $h_{gy}^{(0)}$, majd $U_{1B}^{*(0)}$ -t.

Ennek ismeretében kapjuk meg a 2.44. egyenletből az áramló víz $T^{(0)}$ hőmérsékletét, majd a kútszerkezeten áthaladó eredő $Q^{(0)}$ hőfluxust.

$$Q^{(0)} = 2 R_{1B} \pi U_{1\infty}^{*(0)} (T^{(0)} - T_\infty) \quad (2.50)$$

A 2.7. egyenlet alapján

$$T_{1B}^{(1)} = T^{(0)} - \frac{Q^{(0)}}{2 \pi R_{1B} h_{1B}} \quad (2.51)$$

A 2.8. egyenlet alapján pedig

$$T_{1K}^{(1)} = T_{1B}^{(1)} - \frac{Q^{(0)}}{2 \pi k_a \ln \frac{R_{1K}}{R_{1B}}} \quad (2.52)$$

hőmérséklet-érték meghatározására vezet.

Ebből a $T_{2B}^{(1)}$ érték, mint

$$T_{2B}^{(1)} = T_{1K}^{(1)} - \frac{Q^{(0)}}{2 \pi R_{1K} h_{gy}^{(0)}} \quad (2.53)$$

számítható. Az így rendelkezésre álló $(T_{1K} - T_{2B})^{(1)}$ hőmérséklet különbséggel kapjuk a

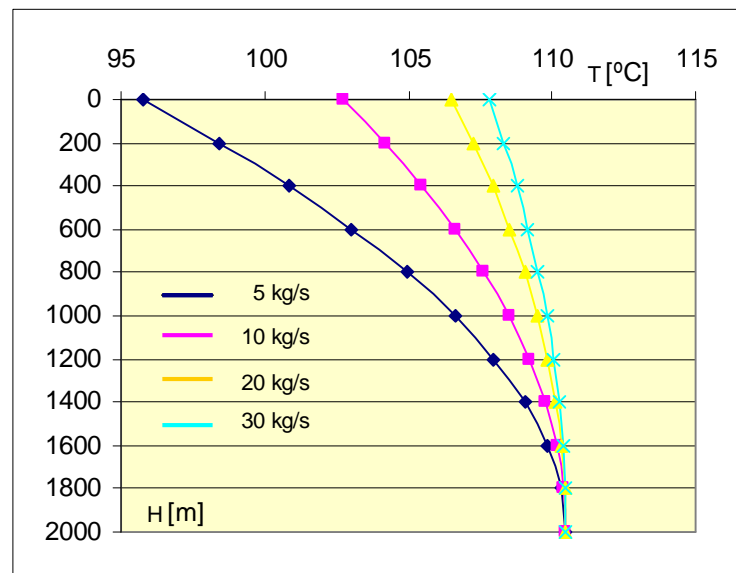
$$\text{Gr}^{(1)} = \frac{\beta_v \rho_v^2 g (R_{2B} - R_{1K})^3 (T_{1K} - T_{2B})^{(1)}}{\mu_v^2} \quad (2.54)$$

Grashof-számot, és folytatjuk a ciklust addig, míg pl. a hőmérséklet-különbség első két értékes számjegye meg nem egyezik. Az így adódó mélység menti hőmérséklet eloszlást már jó közelítésnek tekinthetjük.

A bemutatott eljárással meghatározott hőmérséklet eloszlást a 2.1. táblázat, és a 2.5. ábra mutatja be. Az eredményeket tekintve szembetűnő, hogy a víz tömegáramának függvénye milyen erősen befolyásolja a hőmérséklet eloszlást. Jóllehet a Reynolds-szám növekedése a 2.15. egyenletnek megfelelően növeli az áramló folyadék és a cső fala közti hőátadást, a nagyobb tömegáram nagyobb hőtehetetlensége ezt jelentősen túlkompenzálja. A hőmérsékleti görbék exponenciálisan csökkenő jellege jól tükrözi, hogy a kisebb mélységtartományban nagyobb a különbség a víz és a kőzet hőmérséklete között, a hévíz egyre intenzívebben fűti a kút körüli kőzetet, miközben egyre jobban lehül.

H [m]	5 [kg/s]	10 [kg/s]	20 [kg/s]	30 [kg/s]
2000	110,5	110,5	110,5	110,5
1800	110,338	110,418	110,459	110,473
1600	109,858	110,175	110,337	110,391
1400	109,071	109,774	110,134	110,255
1200	107,986	109,216	109,851	110,066
1000	106,613	108,504	109,488	109,822
800	104,962	107,641	109,047	109,526
600	103,042	106,629	108,528	109,177
400	100,86	105,472	107,931	108,775
200	98,426	104,17	107,258	108,321
0	95,748	102,727	106,508	107,814

2.1. táblázat Hőmérséklet alakulás a mélység függvényében „alapeset”



2.5. ábra Hőmérséklet alakulás a mélység függvényében „alapeset”

2.3. VÍZKÖRÉTEG HATÁSA A KIFOLYÁSI HŐMÉRSÉKLETRE

A bemutatott megoldás arra is alkalmas, hogy tisztázzuk a termelőcső falán lerakódó vízkőréteg hatását a kifolyási hőmérsékletre. A hévízkutakban jelentkező vízkőkiválás folyamatának kémiai modellezésére kifinomult eljárásokat dolgoztak ki az utóbbi évtizedben (PÁTZAY, 1995, PÁTZAY és KÁRMÁN, 2002, 2003). Jelen dolgozatban csupán egy hozzávetőleges, tapasztalati adatokból nyert becslést teszünk a vízkőkiválás zónájára, mivel ennek nem a keletkezését, hanem csak a lerakódott vízkőréteg hőmérséklet eloszlást befolyásoló hatását vizsgáljuk.

Ismeretes, hogy a kútban feláramló vízből, a nyomás csökkenésével oldott gáz válik ki. A hévizek főleg CH_4 , CO_2 , N_2 gázzal telítettek. Vízben a gázok oldhatósága a hőmérséklettől, nyomástól és a gáz összetételétől függ. A tárolóban és a kút alsó szakaszán a rétegfluidum egyfázisú. A kútfejhez közeledve a nyomás csökken, és a buborékpont elérése után a vízben oldott gáz kiválik. A termelőcső legfelső 2-300 m-es szakasza az, ahol a gázkiválást, vízkőlerakódás is kíséri. A vízkő hővezetőképessége kicsi, de a keresztmetszetet szűkítve egyfajta fojtást jelent, s így a termelőcsőben a hozamot csökkenti. Ez a hozamcsökkenés viszont jelentősebb hőmérséklet csökkenésre vezet, mint a termelőcső belső felületén kialakuló szigetelő réteg hőmérséklet növelő hatása. Tekintsük ehhez az alábbi példát, amelyben jól követhető a változások kvantitatív jellege is.

A hazai porózus hévíztárolók nyomáseloszlása a hidrosztatikusnak tekinthető. Ez a hidrosztatikus nyomáseloszlás nyilvánvalóan nem lineáris a mélység mentén, a növekvő rétegvíz hőmérséklet miatt. Az érintetlen geotermikus közethőmérséklet és természetesen a pórúsvíz hőmérséklet is a már ismertetett

$$T = T_0 + \gamma z \quad (2.4)$$

összefüggés szerint változik. A víz sűrűségének hőmérséklettől függő változása jó közelítéssel parabolikusnak tekinthető.

$$\rho = \rho_0 \cdot [1 - \alpha \cdot (T - T_0) - \beta \cdot (T - T_0)^2] \quad (2.55)$$

ahol PVT mérésekből $\alpha = 1,712 \cdot 10^{-4} [^\circ\text{C}^{-1}]$, $\beta = 3,232 \cdot 10^{-6} [^\circ\text{C}^{-2}]$.

A hidrosztatika alaptörvénye szerint

$$\frac{dp}{dz} = \rho g \quad (2.56)$$

Behelyettesítve a 2.4.-et és a 2.55.-öt kapjuk

$$\frac{dp}{dz} = \rho_0 g [1 - \alpha \gamma z - \beta \gamma^2 z^2] \quad (2.57)$$

Feltesszük, hogy a tároló vízszintes síkban helyezkedik el, a kút tápterülete kör alakú, amelynek R_∞ sugara sokkal nagyobb mint a h rétegvastagság. Ebben a vízszintes síkban, amely a kút H mélységében helyezkedik el a felszín alatt, állandó a nyomás. Integrálva a kútfelszíntől a H mélységig a 2.57-es egyenletet megkapjuk az érintetlen, nyugalomban lévő tároló nyomását.

$$p = \rho_0 g \left[H - \alpha \gamma \frac{H^2}{2} - \beta \gamma^2 \frac{H^3}{3} \right] \quad (2.58)$$

Ha a kút termel, a tárolóban centripetális síksugaras áramlás alakul ki. A Darcy törvény radiális irányú komponens egyenlete

$$q_r = \frac{K}{\mu} \frac{dp}{dr} \quad (2.59)$$

Ahol q_r [m/s] a szivárgási sebesség, K [m²] a közet permeabilitása, μ [Ns/m²] a dinamikai viszkozitási tényező.

A kút körül egy r sugarú hengerpaláston átszivárgó térfogatáram

$$Q = 2\pi r h q \quad (2.60)$$

ahol h [m] a tároló rétegvastagsága. A 2.60. egyenletet behelyettesítve a 2.59.-be, majd integrálva a R_w kútpalásttól a tápterület R_∞ sugaráig

$$p_{st} - p_f = \frac{Q\mu}{2\pi h k} \cdot \ln \frac{R_\infty}{R_w} \quad (2.61)$$

ahol p_{st} a 2.58. egyenlettel meghatározott érintetlen, statikus tárolónyomás, p_{wf} a kúttalponomás a termelés közben.

A kútfejen nyilvánvalóan ennél kisebb a H magasságú és (az aktuális hőmérsékleten) ρ sűrűségű vízoszlop nyomásával csökkentett nyomás áll elő.

$$p_{kf} = p_{wf} - \rho g h \quad (2.62)$$

Ez a lezárt kútfej nyomása. Ezt a nyomást a termelőcsőben áramló hévíz súrlódási nyomásvesztesége tovább csökkenti. Az áramlás nyilvánvalóan turbulens, így

$$\Delta p' = \lambda \frac{H}{D} \cdot \rho \frac{c^2}{2} \quad (2.63)$$

A termelőcsőben folyó tömegáram

$$\dot{m} = \rho \frac{D^2 \pi}{4} \cdot c \quad (2.64)$$

A 2.64.-ből kifejezve

$$c = \frac{4 \cdot \dot{m}}{\rho D^2 \pi} \quad (2.65)$$

Behelyettesítve a 2.63. egyenletbe

$$\Delta p' = \lambda \frac{H}{D^5} \cdot \frac{8}{\rho \pi^2} \cdot \dot{m}^2 \quad (2.66)$$

Ezzel a termelés közbeni kútfejnyomás

$$p_{kf} = p_{wf} - \rho g H - \left[\frac{8 \lambda H \dot{m}}{\rho \pi^2 D^5} \right] \quad (2.67)$$

A kútra jellemző buborékponti nyomás, amely a gázösszetétel, a hőmérséklet és a nyomás függvénye, a z_B mélységben jelentkezik. Itt kezdődik a vízkő kiválás, amely a termelőcső belső palástján δ vastagságú réteget képez. Ekkor a súrlódási nyomásvesztés két különböző átmérőjű csőszakasz sorbakapcsolásával számítható.

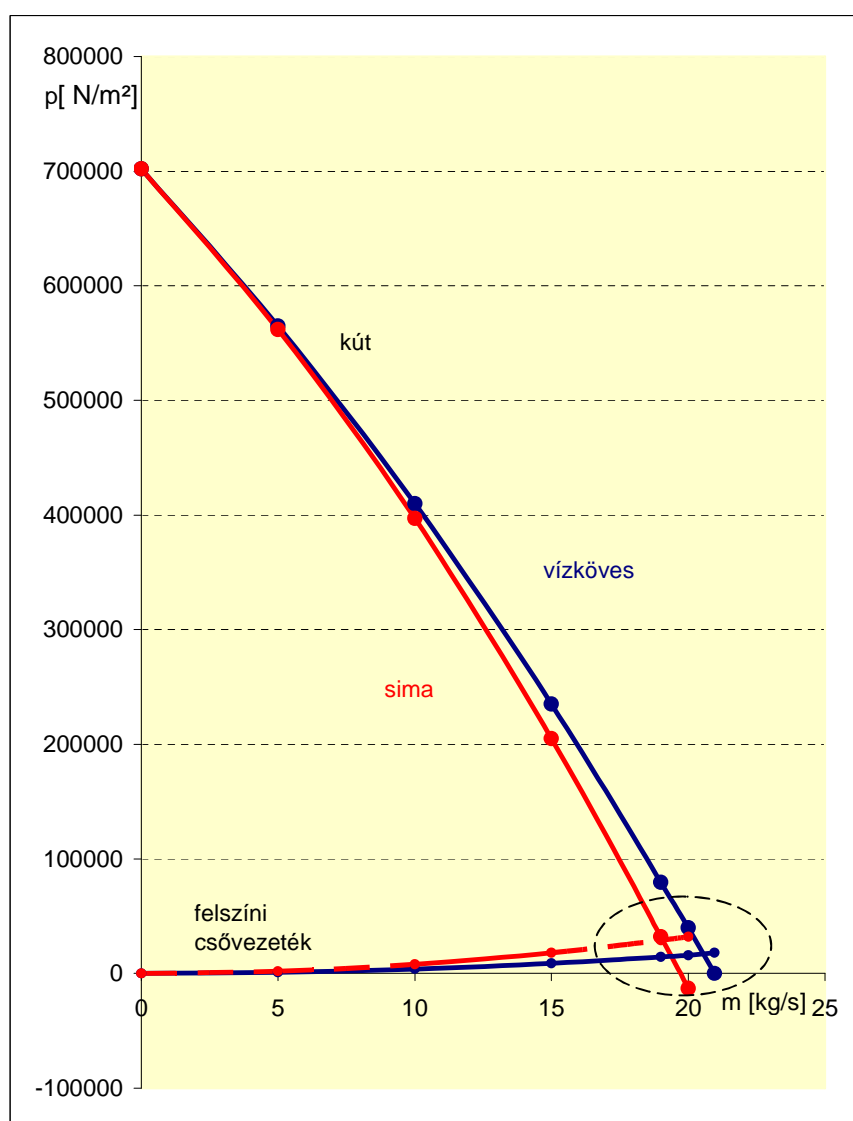
$$p_{kf}^* = p_{wf} - \rho g H - \left[\frac{8 \lambda}{\rho \pi^2} \left(\frac{H - z_B}{D^5} + \frac{z_B}{(D - 2 \cdot \delta)^5} \right) \right] \cdot \dot{m}^2 \quad (2.68)$$

A 2.67. és a 2.68. egyenletekkel meg lehet rajzolni a kút jelleggörbéit, a tömegáram függvényében vízkőréteggel és vízkőréteg nélkül. A kútfejnyomás eloszlását a tömegáram függvényében a 2.2. táblázatba foglaltuk, s a 2.5. ábrán szemléltettjük.

$\dot{m}[\text{kg/s}]$	$p_{kf} [\text{N/m}^2]$	$p_{kf}' [\text{N/m}^2]$	$p_s' [\text{N/m}^2]$	$p_v' [\text{N/m}^2]$
0	702000	702000	0	0
5	565000	562000	1007	2010
10	410000	397000	4030	8040
15	235000	205000	9067	18090
19	79517	32160	14548	29024
20	40000	-13000	16120	32160

2.2. táblázat Kútfejnyomás és a tömegáram függvényében

Miután a súrlódási nyomásveszteség az átmérő 5. hatványával fordítottan arányos, az elvízkövesedett termelőcsővel dolgozó kút jelleggörbéje markánsan különbözik az eredetitől. A kútra kapcsolt felszíni csővezeték jelleggörbéje is parabola. A kút és a felszíni csővezeték jelleggörbéinek metszéspontja a rendszer M munkapontja, amely kijelöli az \dot{m} tömegáram értékét. A felső kútszakasz elvízkövesedése a felszíni csővezetékben is folytatódik, tehát annak megnövekedett súrlódási nyomásvesztesége egy meredekebb parabolával ábrázolható, és az új munkapont a így a jóval kisebb \dot{m}_2 tömegáramnál jelentkezik.



2.6. ábra Kútfejnyomás eloszlása a tömegáram függvényében

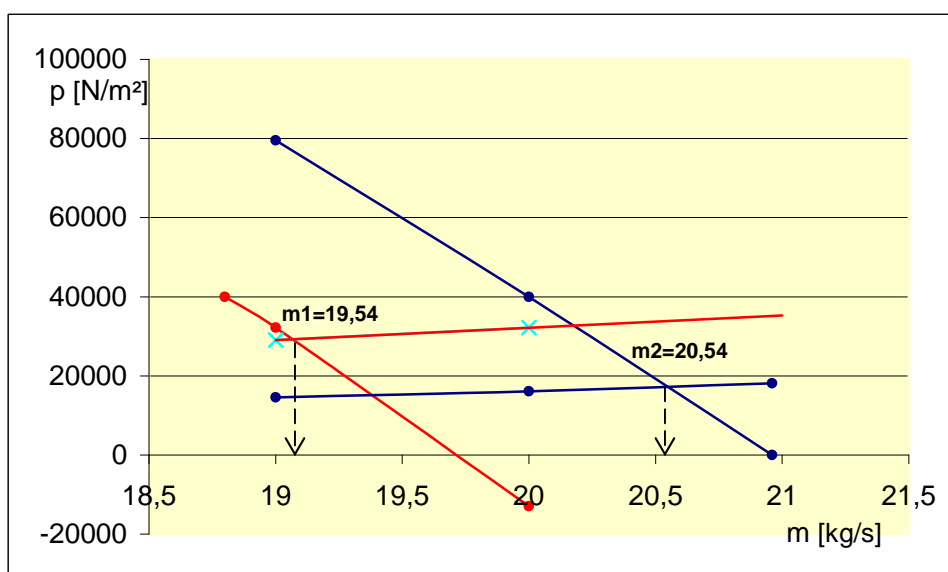
Vízköves állapotban az A mélységi tényező értéke is megváltozik. Az R_{1B} sugár $R_{1B-\delta}$ értékre csökken, az U_{1B} eredő hőátviteli tényező értéke a vízkőréteg termikus ellenállása miatt megnő az $\frac{1}{U_{1B}} = \frac{1}{U_{1B}} + \frac{1}{k_{\text{vízkő}}} \cdot \ln \frac{R_{1B}}{R_{1B-\delta}}$ mértékben.

Végül a legjelentősebb változást az \dot{m} tömegáram csökkenése okozza. Az így kiszámított új hőmérséklet eloszlás jól egyezik azzal a kvalitatív tapasztalattal, hogy a kút elvízkövesedése a kitermelt hévíz hőmérséklet csökkenése, jelentős energia veszteségre vezet.

Mindezt világosan szemlélteti a 2.6. ábra. A vízkőlerakódás előtti állapotra vonatkozik a felső kék parabola ág. A vízköves állapotban az átmérő beszűkül, a kút jelleggörbéjén (piros színnel ábrázolva) fojtás jelentkezik. A kút lezárt állapotában ahol $\dot{m}=0$ a két görbe azonos pontból indul és a tömegáram növekedésével különbségük növekszik.

A kútra kapcsolt szállítóvezeték jelleggörbéje emelkedő parabola. Vízzintes terepen csak a súrlódási nyomásvesztéseket tartalmazza. Itt is két görbeág jelentkezik. A vízkőlerakódás előtti állapotot az alsó (kék színű) görbe ábrázolja, az elvízkövesedett, nagyobb ellenállású csőre a felső (piros) parabola ív vonatkozik. A

két-két parabola két munkapontot jelöl ki az \dot{m} - p síkon. A 2.6. ábrán bekarikázott részletet a 2.7. ábra kinagyíttatva mutatja.



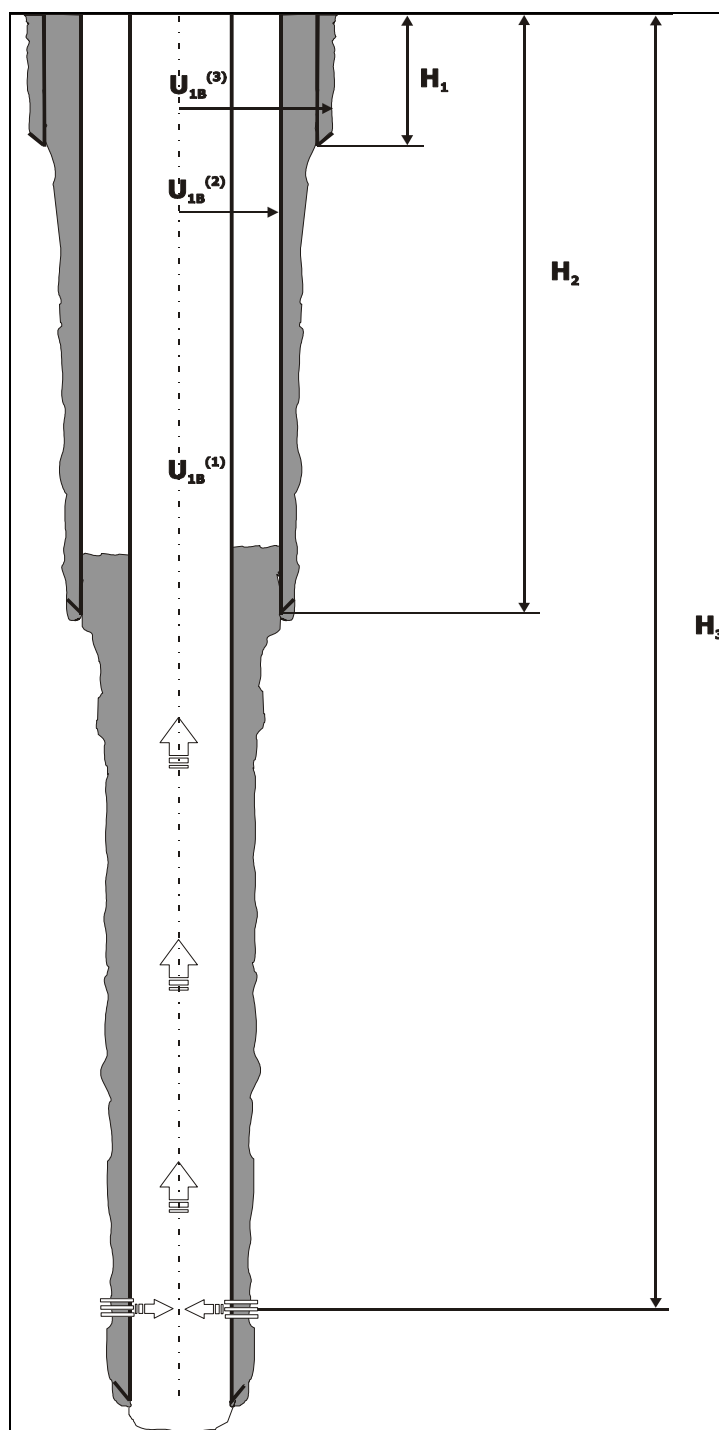
2.7. ábra Munkapontok alakulása

Ebben a léptékben a parabola ívek görbülete alig érzékelhető, a görbék metszéspontja nagy biztonsággal meghatározható, és a hozzájuk tartozó tömegáram értékek jól leolvashatók. Tekintettel a csaknem lineáris görbeszakaszra, a munkaponti tömegáramok meghatározására egy egyszerű lineáris interpoláción alapuló számítást dolgozhatunk ki, amellyel az \dot{m} értékek kiszámíthatók. Az \dot{m}

értékek ismeretében a megváltozott A értékek és a hőmérséklet eloszlás számíthatók.

3. HŐMÉRSÉKLETELOSZLÁS SZÁMÍTÁS A KÚT TELESZKÓPOS SZERKEZETÉT FIGYELEMBE VÉVE

A 2. fejezetben ismertettük, hogy egy mélyfúrású kút kiképzése a kúttalptól a kútfejig nem homogén. Különböző számú és átmérőjű béléscsőakat teleszkóposan illeszkedik, amelyeket eltérő átmérőjű és vastagságú cementpalást szakaszok vesznek körül.



3.1. ábra Teleszkópos kútmodell

Amikor egyetlen lépésben integráljuk a 2.31. differenciálegyenletet a kút teljes mélységintervallumára, nyilvánvaló pontatlanságot követünk el. A kútszerkezet és a közet-környezet mélységbeli változásának megfelelően azt függőleges irányban több, célszerűen megválasztott véges szakaszra bontjuk. Ez a megoldandó differenciálegyenlet peremfeltétel-előírásaiban jelent csak különbséget.

Egyrészt az A mélységi tényező változik szakasról-szakaszra, másrészt ha az egyes szakaszokat alulról fölfelé számozzuk, az i -edik szakasz „talphőmérséklete” az $i-1$ -edik szakasz „kifolyó hőmérséklete”. Ezt a következőképpen lehet matematikai formába önteni. Legyen az első (legalsó) szakasz az 1-es jelű, s erre nyilvánvalóan az eredeti összefüggés érvényes. Ezen a szakaszon az A mélységi tényező értéke A_1 , a szakasz felső határának mélysége H_1 , ahol T_1 a hőmérséklet. H a teljes talpmélységet jelzi.

A differenciálegyenlet általános megoldását a

$$T = T_0 + \gamma(z + A) + C \cdot e^{\frac{z}{A}} \quad (3.1)$$

alakban kaptuk. Ez még egy határozatlan integrációs állandót tartalmaz, amelyet abból a peremfeltételből kapunk meg, hogy a kúttalpon, $z=H$ mélységben a víz hőmérséklete megegyezik a kőzet hőmérsékletével, hiszen a tárolóban a kőzet és a víz termikus egyensúlyban van.

Ekkor

$$C = -\gamma A \cdot e^{\frac{-H}{A}} \quad (3.2)$$

Behelyettesítve a 3.2. egyenletbe:

$$T = T_0 + \gamma(z + A) - \gamma A e^{\frac{z-H}{A}} \quad (3.3)$$

Ezzel teljes az analógia akkor is, ha figyelembe vesszük a teleszkóposan kiképzett kútszerkezetet. Az alsó, a kúttalptól H_1 mélységig tartó első szakasz hőmérséklete:

$$T^{(1)} = T_0 + \gamma(z + A_1) - \gamma A_1 e^{\frac{z-H}{A_1}} \quad (3.4)$$

Az első szakasz kilépő pontjában, $z=H_1$ mélységben a víz hőmérséklete nyilvánvalóan

$$T_1^{(1)} = T_0 + \gamma(H_1 + A_1) - \gamma A_1 e^{\frac{H_1-H}{A_1}} \quad (3.5)$$

A második szakaszon a mélységi tényező A_2 , a második szakasz C_2 integrációs tényezőjét abból a feltételből határozzuk meg, hogy az első szakaszt elhagyó víz hőmérséklete egyúttal a második szakasz belépő vízhőmérséklete is.

$$T_1^{(1)} = T_1^{(2)} \quad (3.6)$$

azaz

$$T_0 + \gamma(H_1 + A_1) - \gamma A_1 e^{\frac{H_1-H}{A_1}} = T_0 + \gamma(H_1 + A_2) + C_2 \cdot e^{\frac{H_1}{A_2}} \quad (3.7)$$

Ebből az integrációs állandó értékére

$$C_2 = \left[\gamma(A_1 - A_2) - \gamma A_1 e^{\frac{H_1 - H}{A_1}} \right] \cdot e^{\frac{H_1}{A_2}} \quad (3.8)$$

kifejezés adódik. Behelyettesítve az általános megoldásba, megkapjuk a második szakaszon kialakuló hőmérsékleteloszlást. Itt a $T^{(1)}$ és a $T^{(2)}$ hőmérsékleteloszlás-szakaszok folyamatosan, de deriváltjuk szakadással csatlakoznak egymáshoz.

$$T^{(2)} = T_0 + \gamma(z + A_2) + \left[\gamma(A_1 - A_2) - \gamma A_1 e^{\frac{H_1 - H}{A_1}} \right] \cdot e^{\frac{z - H_1}{A_2}} \quad (3.9)$$

Ezt a szakaszt a $z = H_2$ mélységben a víz a $T_2^{(2)}$ hőmérséklettel hagyja el.

$$T_2^{(2)} = T_0 + \gamma(H_2 + A_2) + \left[\gamma(A_1 - A_2) - \gamma A_1 e^{\frac{H_1 - H}{A_1}} \right] \cdot e^{\frac{H_2 - H_1}{A_2}} \quad (3.10)$$

Nyilvánvalóan ez a lesz a harmadik szakaszba belépő víz hőmérséklete is.

$$T_2^{(2)} = T_2^{(3)} \quad (3.11)$$

Ez a következő egyenletre vezet

$$T_0 + \gamma(H_2 + A_2) + \gamma \left[(A_1 - A_2) - \gamma A_1 e^{\frac{H_1 - H}{A_1}} \right] = T_0 + \gamma(H_2 + A_3) + C_3 \cdot e^{\frac{H_2 - H_1}{A_3}} \quad (3.12)$$

Itt is elvégezzük a lehetséges egyszerűsítéseket és összevonásokat, s a C_3 integrációs konstans értékére a következő összefüggést kapjuk:

$$C_3 = \left\{ \gamma(A_2 - A_3) + \gamma \left[(A_1 - A_2) - A_1 e^{\frac{H_1 - H}{A_1}} \right] \cdot e^{\frac{H_2 - H_1}{A_2}} \right\} \cdot e^{\frac{H_2}{A_3}} \quad (3.13)$$

Behelyettesítve az általános megoldás egyenletébe

$$T^{(3)} = T_0 + \gamma(z + A_3) + \gamma \left\{ (A_2 - A_3) + \left[(A_1 - A_2) - A_1 e^{\frac{H_1 - H}{A_1}} \right] \cdot e^{\frac{H_2 - H_1}{A_2}} \right\} \cdot e^{\frac{z - H_2}{A_3}} \quad (3.14)$$

azaz megkaptuk a harmadik szakasz hőmérsékleteloszlását, amely folytonosan, de töréssel illeszkedik a második szakaszra érvényes függvényhez. Végül a kút kifolyó hőmérséklete

$$T_{ki} = T_0 + \gamma A_3 + \gamma \left\{ (A_2 - A_3) + \left[(A_1 - A_2) - A_1 e^{\frac{H_1 - H}{A_1}} \right] \cdot e^{\frac{H_2 - H_1}{A_2}} \right\} \cdot e^{\frac{H_2}{A_3}} \quad (3.15)$$

A kapott összefüggés tehát egyre bonyolultabbá válik a szakaszok számának növelésével. Természetesen ugyanígy folytatni lehetne a szakaszra bontást és az új szakaszok hőmérséklet-eloszlásának meghatározását, de ez bizonyos határon túl értelmét veszti, hiszen a földtani adatok bizonytalanságát nem tudja megszüntetni a modell túlfinomítása sem.

Természetes, hogy az A_1 , A_2 , A_3 , tényezők számításakor az egyes szakaszokra vonatkozó, a kútszerkezetnek és a kőzet-környezet változásainak megfelelő anyagjellemzőket, s amint majd arra kitérünk a valóság hű $f(F_0)$ tranziens hővezetési függvényeket kell számításba vennünk.

Programozás szempontjából egyszerűbb megoldáshoz jutunk, ha minden egyes szakasz az előző szakasz kifolyó hőmérsékletét explicite behelyettesítjük. Így a következő összefüggések adódnak.

$$T^{(1)} = T_0 + \gamma(z + A_1) - \gamma A_1 e^{\frac{z-H_1}{A_1}} \quad (3.16)$$

A T_0 felszíni talajhőmérséklet és a γ geotermikus gradiens változatlan, A_1 az első szakaszra vonatkozó, elsősorban az $U_{1B}^{(1)}$ hőátviteli tényező által befolyásolt érték. A H_1 érték itt az ábrának megfelelő módon a kút teljes mélysége a perforált réteggig. Ennek a szakasznak a felső végén H_2 mélységben, $T_{ki}^{(1)}$ a hőmérséklet

$$T_{ki}^{(1)} = T_0 + \gamma(H_2 + A_1) - \gamma A_1 e^{\frac{H_2-H_1}{A_1}} \quad (3.17)$$

Ezzel a hőmérséklettel lép be a kitermelt fluidum a második szakaszba. A peremfeltétel meghatározása előtt, az általános megoldás

$$T^{(2)} = T_0 + \gamma(z + A_2) + C_2 \cdot e^{\frac{z}{A_2}} \quad (3.18)$$

A peremfeltétel az, hogy a $z = H_2$ helyen a hőmérséklet az előző szakasz kiömlő hőmérsékletével azonos, tehát

$$T_{ki}^{(1)} = T_0 + \gamma(H_2 + A_2) + C_2 e^{\frac{H_2}{A_2}} \quad (3.19)$$

Ebből

$$C_2 = [T_{ki}^{(1)} - T_0 - \gamma(H_2 + A_2)] e^{-\frac{H_2}{A_2}} \quad (3.20)$$

Visszahelyettesítve a 3.7. egyenletbe megkapjuk a második szakasz hőmérsékleteloszlását:

$$T^{(2)} = T_0 + \gamma(z + A_2) + [T_{ki}^{(1)} - T_0 - \gamma(H_2 + A_2)]e^{\frac{H_3 - H_2}{A_2}} \quad (3.21)$$

A következő szakaszhatárra érve a "kifolyó" hőmérséklet a H_3 mélységben a

$$T_{ki}^{(2)} = T_0 + \gamma(H_3 + A_2) + [T_{ki}^{(1)} - T_0 - \gamma(H_2 + A_2)]e^{\frac{H_3 - H_2}{A_2}} \quad (3.22)$$

összefüggésből adódik.

Az ide vonatkozó peremfeltétel az előzőhöz hasonlóan: $z = H_3$ $T^{(3)} = T_{ki}^{(2)}$

Behelyettesítve kapjuk a

$$T_{ki}^{(2)} = T_0 + \gamma(H_3 + A_3) + C_3 e^{\frac{H_3}{A_3}} \quad (3.23)$$

Ebből az integrációs állandó

$$C_3 = [T_{ki}^{(2)} - T_0 - \gamma(H_3 + A_3)]e^{-\frac{H_3}{A_3}} \quad (3.24)$$

A harmadik kútszakasz hőmérsékleteloszlása

$$T^{(3)} = T_0 + \gamma(z + A_3) + [T_{ki}^{(2)} - T_0 - \gamma(H_3 + A_3)]e^{\frac{z - H_3}{A_3}} \quad (3.25)$$

Végül a kútfejen kilépő fluidum hőmérséklete:

$$T_{ki}^{(3)} = T_0 + \gamma A_3 + [T_{ki}^{(2)} - T_0 - \gamma(H_3 + A_3)]e^{\frac{H_3}{A_3}} \quad (3.26)$$

Általánosságban az i -ik szakasz hőmérsékleteloszlása:

$$T_{ki}^{(i)} = T_0 + \gamma A_i + [T_{ki}^{(i-1)} - T_0 - \gamma(H_i + A_i)]e^{\frac{H_i}{A_i}} \quad (3.27)$$

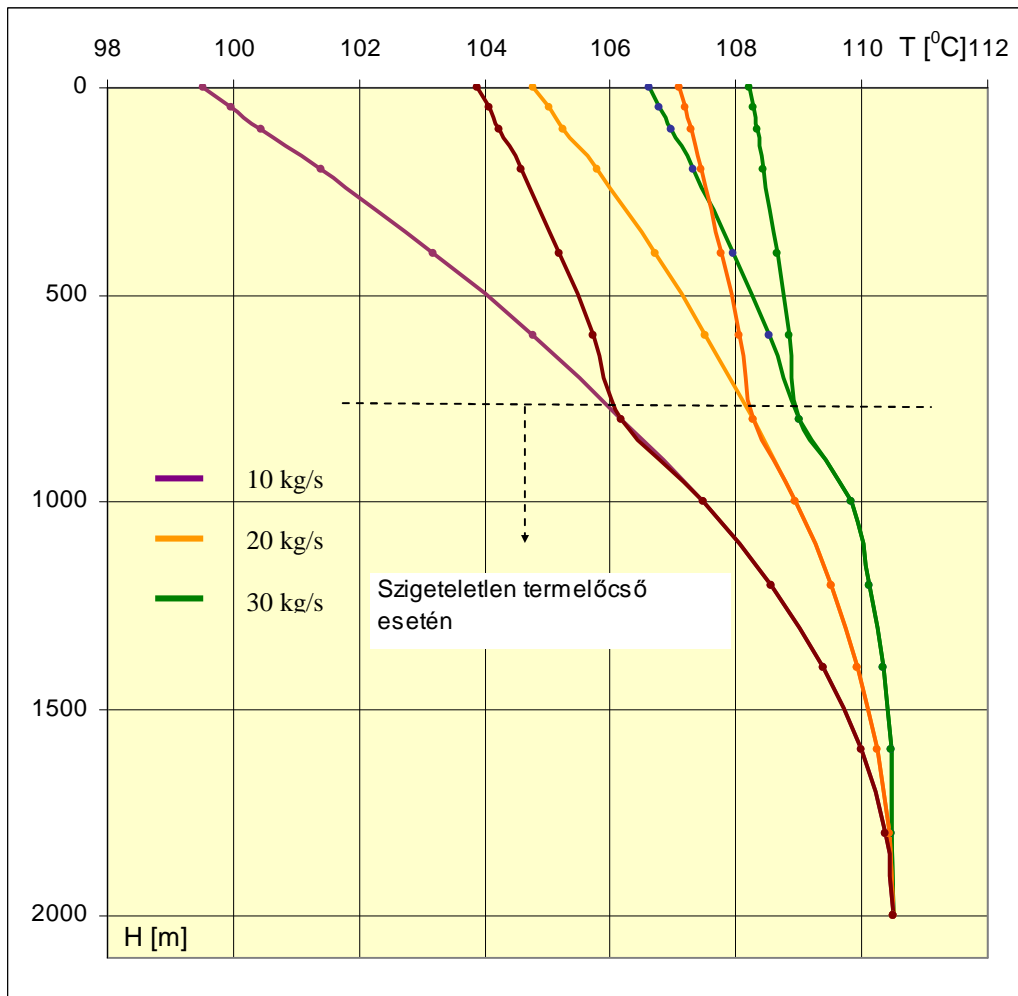
A három szakaszból összeillesztett megoldásfüggvény a mélység mentén bármely pontban megadja a termelvény hőmérsékletét. A tranzienshatást f értékén keresztül vehetjük figyelembe a termelés kezdete óta eltelt idő függvényében.

Egy hagyományos kiképzésű hévízkút esetén a teleszkópos kialakításnak megfelelő három szakasz hőátviteli tényezőjében nincs akkora eltérés, hogy a három görbeszakaszból összeillesztett hőmérséklet eloszlás függvény a szakaszhatárain különösen markáns törések adódjanak. Ha viszont a gyűrűs teret valamilyen jó hőszigetelő anyaggal – pl. hőszigetelő oleogéllal – töltjük ki, akkor a termelőcső és a biztonsági bélésű saruja feletti szakasz eredő hőátviteli tényezője jelentősen csökken, s a görbén jelentkező törés is sokkal szembetűnőbb. Tekintsünk ennek bemutatásához egy feltételezett 2.000 m mély termálkutat, ahol a gyűrűs tér 800 m

mélységig $k_{sz}=0,006$ [W/m⁰C] hővezetési tényezőjű oleogéllal van feltöltve. A 3.1. táblázat tartalmazza a kiszámított hőmérséklet-értékeket a mélység függvényében, $\dot{m}=10$ kg/s, $\dot{m}=20$ kg/s, $\dot{m}=30$ kg/s tömegáramok esetén, szigetetlen és hőszigetelt kivitelben egyaránt. A 3.2. ábrán jól megfigyelhető, hogy szigetelt csővezetékek esetében a kifolyó hőmérsékletek jelentősen megnőnek a szigetetlen termelőcsöveknél tapasztalt hőmérsékletekhez képest. A görbeszakaszok meredeksége szembetűnően megváltozik.

H[m]	30 kg/s		20 kg/s		10 kg/s	
	eredeti	szigetelt	eredeti	szigetelt	eredet	szigetelt
2000	110,5	110,5	110,5	110,5	110,5	110,5
1800	110,485	110,485	110,437	110,437	110,375	110,375
1600	110,485	110,485	110,25	110,25	110,005	110,005
1400	110,333	110,333	109,94	109,94	109,395	109,395
1200	110,125	110,125	109,508	109,508	108,552	108,552
1000	109,834	109,834	108,956	108,956	107,481	107,481
800	109,011	109,011	108,286	108,286	106,189	106,189
600	108,518	108,848	107,528	108,046	104,791	105,725
400	107,952	108,661	106,722	107,768	103,194	105,188
200	107,313	108,448	105,78	107,453	101,404	104,579
100	106,966	108,333	105,269	107,281	100,438	104,248
50	106,786	108,273	105,027	107,192	99,981	104,075
0	106,617	108,205	104,779	107,092	99,512	103,883

3.1. táblázat Hévízkút hőmérséklet értékei a mélység függvényében

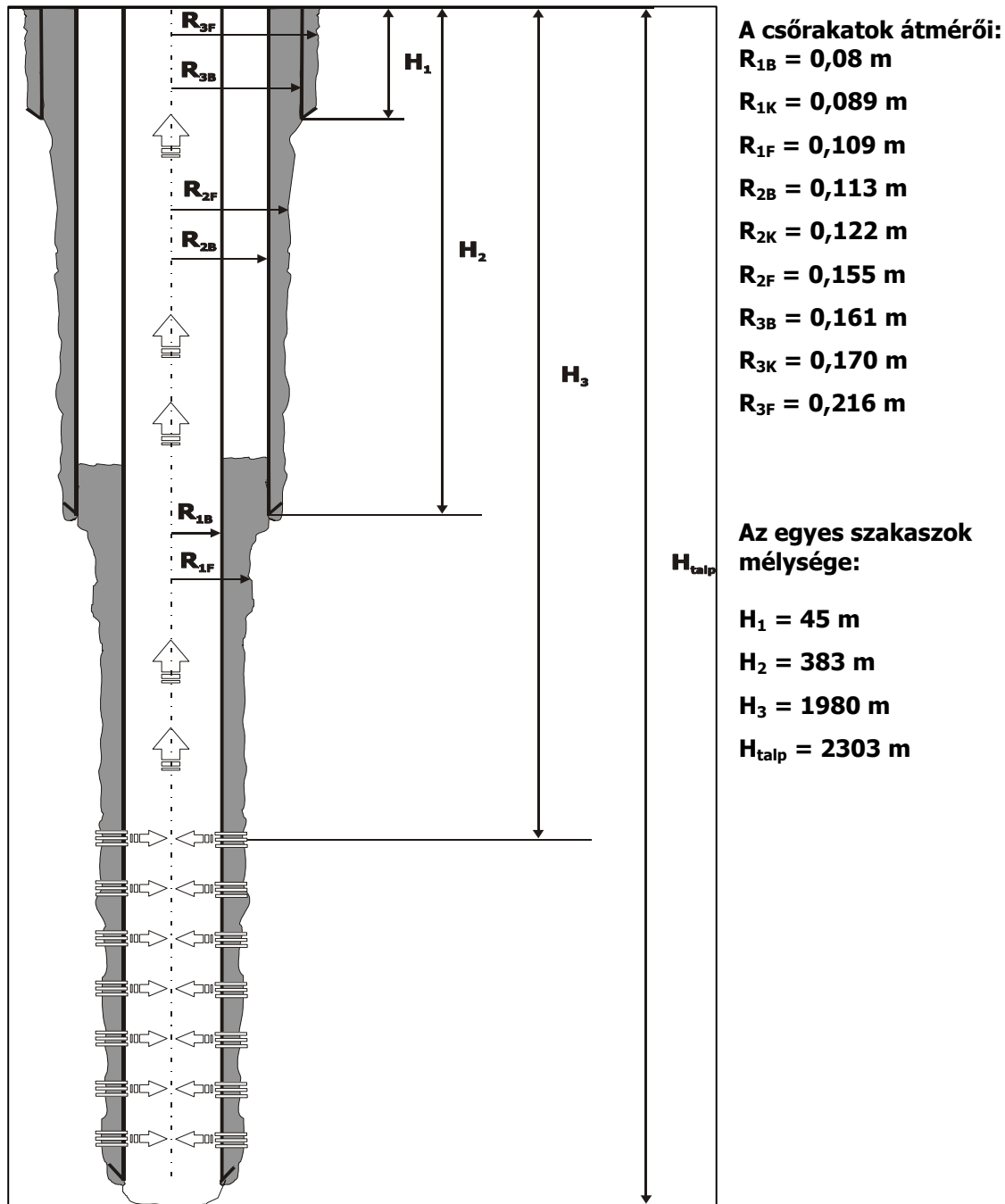


3.2. ábra Hévízkút víz hőmérséklet eloszlása szigeteletlen és hőszigetelt esetben

Ez a számpélda és az ábra is érzékelteti a termálkutak gyűrűs terében történő hőszigetelés előnyös hatását.

4. TÖBB VÍZADÓ RÉTEGBŐL TERMELŐ KÚT HŐMÉRSÉKLET VÁLTOZÁSA A MEGCSAPOLÁSOK INTERVALLUMÁBAN

Mint ismeretes, a termálkutak túlnyomó többségénél nem csupán a kúttalpon meghatározható hőmérsékletű víz lép be a termelő béléscsőbe. A perforációk (megnyitott rétegek) nem egyszer több száz méteres mélység-intervallumot fognak át, az egymás fölött elhelyezkedő vízadó rétegek helyzetétől függően.



4.1. ábra A K-586 jelű kút sematikus ábrája

A gyulai K413 jelű termálkút 1899 m-es talpmélységű, és 1108-1646 m között 10 vízáadó réteget csapol meg. A szentesi K498 jelű kút 1995 m talpmélységű és 1809 m-től 1983 m-ig 6 vízáadó rétegből kapja a vizét (KORIM, 1977). Ha egy átlagos $0,05^{\circ}\text{C/m}$ geotermikus gradienssel számolunk, az első esetben $26,9^{\circ}\text{C}$, a másodikban $9,2^{\circ}\text{C}$ a legalsó és a legfelső megnyitott rétegből származó vizek hőmérsékletkülönbsége. A különböző tárolórétegekből származó eltérő hőmérsékletű rétegvíz a felszálló kútáramban a turbulencia révén gyorsan elkeveredik, s ennek megfelelő átlagos keverék hőmérséklet alakul ki. Ezt kell peremfeltételül választanunk a levezetett 2.2. differenciálegyenlet integrációs konstansának meghatározásához, s a tényleges talpmélység helyett a legfelső vízáadó réteg mélységében kell vennünk ezt a keveredés utáni hőmérsékletet, mint virtuális talphőmérsékletet. Ahhoz, hogy a keveredés során a hőmérséklet mélység menti változását leírassuk, a legalsó rétegből kiindulva, rétegről-rétegre kell követnünk a hőmérséklet alakulását.

A 4.1. ábra jelöléseinek megfelelően tekintsük először a legalsó 1. jelű és az azt követő 2. jelű megnyitott réteget. Az egyes rétegek szimmetriasíkjának mélységét z_1 és z_2 , vastagságát h_1 és h_2 jelöli. A szimmetriasíkban adódó átlaghőmérsékletek a lineáris hőmérséklet eloszlás miatt

$$T_1 = T_0 + \gamma z_1 \quad (4.1)$$

és

$$T_2 = T_0 + \gamma z_2 \quad (4.2)$$

Keveredéskor a két rétegből származó, \dot{m}_1 és \dot{m}_2 tömegáramok magukkal hozott energiatartalma összegződik.

$$\dot{m}_1 c T_1 + \dot{m}_2 c T_2 = (\dot{m}_1 + \dot{m}_2) c T_{K1} \quad (4.3)$$

A tömegáramokat az

$$\dot{m}_1 = 2R_{IB} \pi h_1 \rho v \quad (4.4)$$

illetve

$$\dot{m}_2 = 2R_{IB} \pi h_2 \rho v \quad (4.5)$$

összefüggésekkel adhatjuk meg. Ha ezekben az egyenletekben állandónak feltételezzük a sűrűséget és a beáramló sebességet, a konstansok összevonása nyomán az $\alpha = 2R_{IB} \pi \rho v$ jelöléssel

$$\dot{m}_1 T_1 = \alpha h_1 T_0 + \alpha h_1 \gamma z_1 \quad (4.6)$$

illetve

$$\dot{m}_2 T_2 = \alpha h_2 T_0 + \alpha h_2 \gamma z_2 \quad (4.7)$$

adódik. Így a 4.3. egyenletből a közös hőmérsékletet az alábbi formában fejezhetjük ki:

$$T_{K1} = \frac{\dot{m}_1 T_1 + \dot{m}_2 T_2}{\dot{m}_1 + \dot{m}_2} = \frac{\alpha T_0 h_1 + \alpha T_0 h_2 + \alpha \gamma h_1 z_1 + \alpha \gamma h_2 z_2}{\alpha h_1 + \alpha h_2} \quad (4.8)$$

Egyszerűsítés után

$$T_{K1} = T_0 + \gamma \frac{h_1 z_1 + h_2 z_2}{h_1 + h_2} \quad (4.9)$$

A harmadik megnyitott rétegből a $T_3 = T_0 + \gamma z_3$ T_{K1} hőmérsékletű víz lép be a termelőcsőbe. Ekkor a belső energiák összege

$$(\dot{m}_1 + \dot{m}_2) c T_{K1} + \dot{m}_3 c T_3 = (\dot{m}_1 + \dot{m}_2 + \dot{m}_3) c T_{K2} \quad (4.10)$$

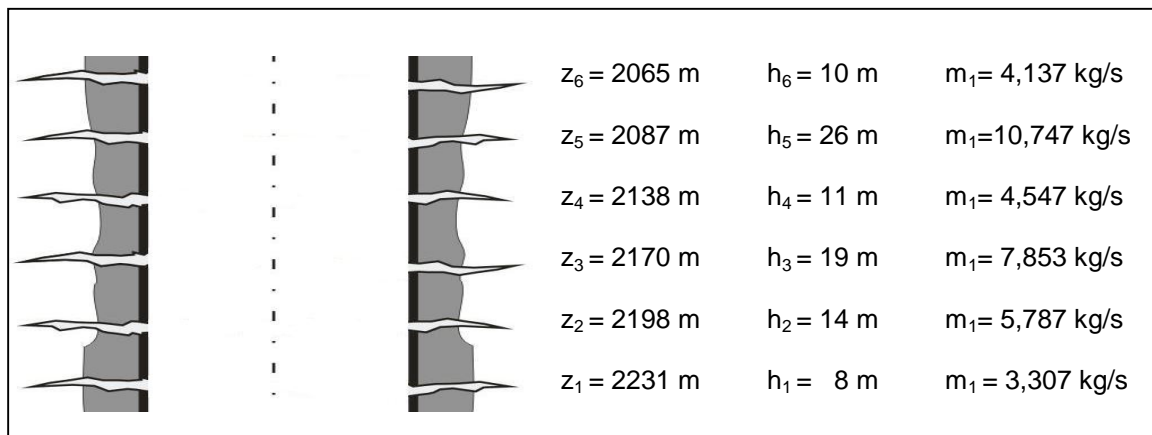
egyenlőséggel fejezhető ki. Ekkor az előző kifejezések analógiájára a harmadik réteg utáni közös hőmérséklet a

$$T_{K2} = T_0 + \gamma \frac{h_1 z_1 + h_2 z_2 + h_3 z_3}{h_1 + h_2 + h_3} \quad (4.11)$$

alakban írható fel. Nem nehéz belátnunk, hogy az i-edik réteget követő kiegyenlített vízhőmérséklet

$$T_{Ki} = T_0 + \gamma \frac{\sum h_i z_i}{\sum h_i} \quad (4.12)$$

A leírtakat számpéldán követhetően illusztrálja a szentesi Árpád Mezőgazdasági Rt.-nél 4. számon szereplő K-586 jelű kút hőmérséklet eloszlásának számítása. A K-586 jelű kút szerkezete viszonylag egyszerű, hat perforáción keresztül termel különböző mélységben található rétegekből. A perforációs kútszerkezet részt a 4.2. ábra szemlélteti.



4.2. ábra Perforációk elhelyezkedése

A hőmérséklet-eloszlás számításánál a kút 8 szakaszra bontjuk. Minden szakaszra felírjuk a jellemző hőmérséklet-eloszlást és meghatározzuk a szakaszt elhagyó víz hőmérsékletét. A perforált zónában szakaszból szakaszra más és más a termelt víz hozama ($m_1 \dots m_6$). Mivel reométerezési adatok nem állnak rendelkezésre, az egyes vízáadó rétegek hozamait csak becsülni tudjuk, feltételezve, hogy a rétegvastagsággal arányosak. Ez a feltételezés hibás lehet, ha az egyes rétegek permeabilitása jelentősen eltér.

A keveredés okozta hőmérsékletcsökkenés mellett az is csökkenti az áramló folyadék hőmérsékletét, hogy a legalsó és legfelső perforációk közötti zónában a folyadék melegebb a kőzet-környezetnél és itt is kialakul egy radiálisan kifelé mutató hőáram. Ez várhatóan nem igazán jelentős a viszonylag kis hőmérsékletkülönbség miatt, de mivel eddig még senki nem szentelt figyelmet ennek a veszteségnek, szükségesnek tűnik meghatározni, hogy véleményünk megalapozott lehessen.

Jelen példában ennek a 6 telepnek az együttes vastagsága, $\sum_{i=1}^6 h_i = 88\text{m}$, melyre a hőmérséklet-eloszlását szakaszból szakaszra haladva számítottuk ki. Számításainkat a 2. fejezetben ismertetett módszerrel végeztük és a 4.1. táblázatban mutatjuk be. Ebben a speciális esetben a kúttalp hőmérséklete $104,202^{\circ}\text{C}$, a legfelső perforált réteg elhagyása után a termálvíz hőmérséklete mintegy $0,19^{\circ}\text{C}$ -ot csökken csak. Megállapíthatjuk, hogy lépcsőzetesen változó hozam esetében a szakaszból szakaszra történő hőmérsékletszámítás jelen példában ugyan kevésbé, de mindenképpen hozzájárul, hogy pontosabb képet kapjunk a korrigált talphőmérséklet értékéről.

A különböző rétegekből származó, eltérő hőmérsékletű, folyadékáramok egymással történő keveredése - a kalorimetria törvényét kielégítve - viszont egy igen jelentős hőmérséklet csökkenést eredményez. Ez a hőmérséklet csökkenés a K-586 jelű kút esetében a következőképpen alakul. A talajfelszín hőmérsékletét $10,5^{\circ}\text{C}$ -nak, a mért kúttalp hőmérséklet $104,202^{\circ}\text{C}$, a geotermikus gradienst $0,42^{\circ}\text{C/m}$ -nak véve a 4.12. képlet alapján, a keveredés utáni vízhőmérséklet $100,361^{\circ}\text{C}$. A keveredő víz hőmérséklet alakulását a 4.2. táblázat, valamint a 4.4. ábra szemlélteti. A keveredés utáni 7. és 8. szakaszra, a 3. fejezetben ismertetett teleszkópos kiképzésű kutak

hőmérséklet-változását leíró összefüggéseket alkalmazzuk. Jelen kút esetében a korrigált talphőmérsékletnek $100.361\text{ }^{\circ}\text{C}$ -ot, szigetetlen termelőcsövet véve, a kútfej hőmérséklete $97,19\text{ }^{\circ}\text{C}$. Számításainkat a gyűrűs tér oleogéllal történő hőszigetelése esetére végeztük el, többféle hozam variáció mellett, melyet a 4.3. számú táblázat és a 4.3. és 4.4. számú ábrák szemléltetnek. A kifolyóvízre számított hőmérséklet eltérése a mérési eredménytől $0,5\text{ }^{\circ}\text{C}$ -nál nem nagyobb. A MÁFI és a VITUKI által kidolgozott geotermikus hőmérséklet-kataszter szerint a $\pm 1,5\text{ }^{\circ}\text{C}$ -os hibával terhelt mérések még az „I. osztályú” kategóriába tartoznak. Ebből látható a módosított hőmérséklet-számítási eljárás használhatósága.

Figyelemre méltó az a tény is, hogy a hévízkutak kifolyó hőmérséklete az üzembe helyezés után a stacionárius állapot beálltaig még tovább növekszik, amíg fel nem fűti a kút közetkörnyezetét. Formularendszerünkben ennek a folyamatnak az

$f = \ln \frac{R_{\infty}}{R_F}$ függvény növekedése felel meg. Mivel a kútvizsgálatot közvetlenül az

üzembe helyezés után szokták elvégezni, a kicsiny f érték miatt a kifolyó víz hőmérséklete is kisebb, mint a már állandósult állapotban lévőé. Ez is magyarázza a hévízkút kataszterben szereplő viszonylag alacsony kútfejhőmérséklet értékeket.

H [m]	T [°C]
2065	104,183
2087	104,186
2138	104,192
2170	104,197
2198	104,199
2231	104,202

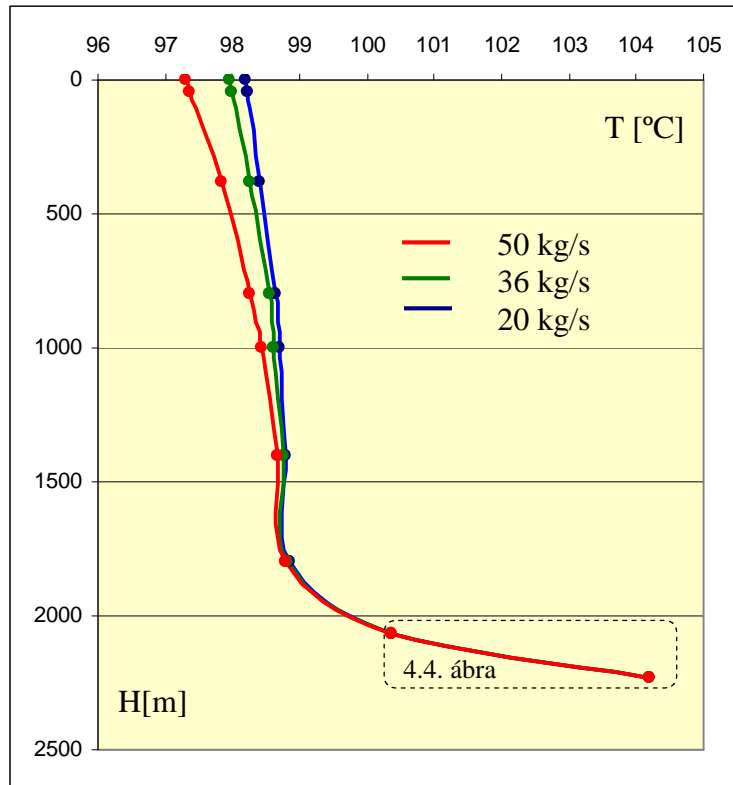
4.1. táblázat Szakasról szakaszra történő hőmérsékletszámítás

H [m]	T [°C]
2065	100,361
2087	100,762
2138	102,066
2170	102,541
2198	103,320
2231	104,202

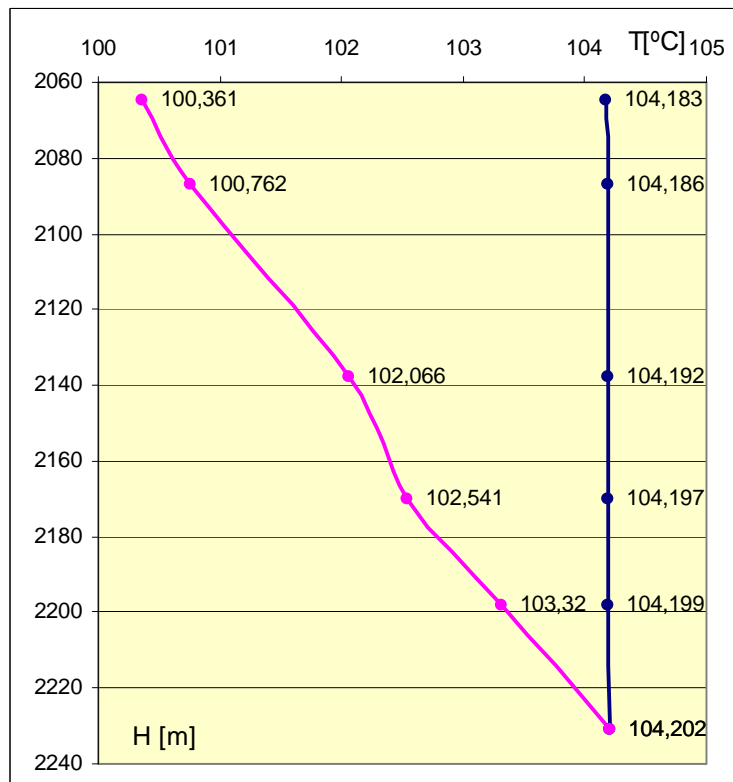
4.2. táblázat A keveredő víz hozamtól függő hőmérséklet alakulása

H [m]	50 kg/s	36 kg/s	20 kg/s
2231	104,202	104,202	104,202
2065	100,361	100,361	100,361
1800	98,845	98,831	98,789
1400	98,793	98,76	98,662
1000	98,698	98,626	98,424
800	98,634	98,541	98,264
383	98,418	98,268	97,844
45	98,224	98,002	97,364
0	98,196	97,963	97,293

4.3. táblázat Hőmérséklet alakulás a mélység és a hozam függvényében



4.3. ábra Hőmérséklet alakulás a mélység függvényében



4.4. ábra A keveredő víz hőmérséklet alakulása

5. TERMÁLKÚT KÖRÜLI TENGELYSZIMMETRIKUS HŐÁRAMMEZŐ MEGHATÁROZÁSA

A termálkutat hőmérsékletviszonyainak meghatározására kidolgozott eljárások (BOLDIZSÁR 1958, RAMEY 1962, WILLHITE 1968, BOBOK 1987) a kút kőzet-környezetében kvázi-kétdimenziós, síksugaras hővezetési folyamatot tételeznek fel. E szerint a kút körül egy hengerpalásttal határolt hőköpeny alakul ki, ennek R_∞ sugara az idő függvényében monoton növekszik, aszimptotikusan tartva egy végtelen hosszú idő alatt bekövetkező állandósult állapothoz. A síkbeli hengerszimmetrikus tranziens hővezetési feladat megoldása (CARSLAW, JAEGER 1959) egy BESSEL függvényeket tartalmazó kifejezésre vezet. E szerint végtelen hosszú idő alatt, a kút hengerszimmetrikus hőhatás övezete is végtelen nagy sugárig terjedne. A valóságban a kút körüli hőmérsékleti mező háromdimenziós, tengelyszimmetrikus. A kút hőhatás-övezetének határa is forgástest, amelynek sugara véges és a mélységgel változik, a stacionárius állapot elérésével egy véges határfelületet vesz fel.

Az állandósult állapot RAMEY (1962) szerint 60-80 nap alatt következik be. A hazai mélyfúrási tapasztalatok egybehangzóan alátámasztják ezt az állítást. A kút hőhatás-övezete tehát nem terjed ki a végtelenig, nem hengerpalásttal határolt, hanem a mélységgel változó véges sugarú forgásfelület. A forgásfelület alakját és méreteit két tényező határozza meg: egyrészt a földi hőárammező, másrészt a termelőcsőben feláramló hévíz és a kút kőzetkörnyezete közötti, a mélységgel változó hőmérsékletkülönbség által okozott hővezetési folyamat. Így a kút a hővezetési folyamat matematikai modelljében egy függőleges tengelyű, változó erősségű, vonalmenti forráseloszlással helyettesíthető. Ez a forráseloszlás indukál egy háromdimenziós, tengelyszimmetrikus hőáram-mezőt.

Ezt a jelleget egy olyan matematikai modell írhatja le, amely figyelembe veszi a függőlegesen fölfelé haladó földi hőáram hatását is. A kútkörüli hőfluxus mező tehát síkbeli, de nem kétdimenziós, az egyes síkokon különböző intenzitású a hőfluxus eloszlás. Erre a kvázi kétdimenziós hőfluxus mezőre szuperponálható a földi hőáram értéke.

Bonyolult geometriájú rendszerekben kialakuló hővezetési folyamat leírására BOBOK (1981) javasolta először a komplex változós függvények használatát. Az általa bevezetett „termikus szingularitások” módszere (BOBOK, 1981a) azon alapul, hogy a skalár hőmérsékleti mező meghatározása helyett a vektor hőfluxus mező kiszámítása a cél. Minden síkbeli hővezetési feladathoz egyértelműen hozzárendelhető egy analitikus komplex változós függvény, amely eleget tesz a CAUCHY–RIEMANN differenciálegyenleteknek. Ezek linearitása miatt, az egyszerű hőáramképek szuperponálhatók és elemi függvényekből bonyolult hővezetési jelenségek modellje építhető fel. Az egész módszer nagyfokú analógiát mutat a síkbeli potenciális szivárgás leírásával (BOBOK, 1981b). Ez matematikai szempontból a potenciál elmélet második peremérték feladatának, az un. DIRICHLET feladatnak a megoldását jelenti.

Értekezésemben ezt a megoldási módszert fejleszttem tovább a kút körüli térbeli tengelyszimmetrikus hővezetés folyamatának leírására.

Első alapegyenletünk a FOURIER-féle hővezetési törvényből származik. Ismeretes, hogy a hőáram vektor

$$\vec{q} = -k \text{ grad} T \quad (5.1)$$

Ha a k hővezetési tényező állandó, az 5.1. egyenletből a

$$\text{rot } \vec{q} \equiv 0 \quad (5.2)$$

azonosság következik, hiszen

$$\text{rot grad}(-kT) = \nabla \times \nabla(-kT) \equiv 0 \quad (5.3)$$

Ha a hővezetési folyamat időben állandó, és diszkrét pontok, vonalak kivételével forrásmentes, akkor érvényes a

$$\text{div } \vec{q} \equiv 0 \quad (5.4)$$

azonosság. Ez képezi második alapegyenletünket. Ha a 5.2 egyenletet a 5.4-be helyettesítjük, a

$$\text{div}[\text{grad}(-kT)] = 0 \quad (5.5)$$

LAPLACE-egyenletet kapjuk, ekkor

$$U = -kT \quad (5.6)$$

egy skalár potenciálfüggvényt képez, ezt a hőáram-mező termikus potenciáljának nevezzük, ahol ekvipotenciális felületei egyúttal izotermák. Hengerkoordinátákkal az 5.5. egyenlet a

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial U}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 U}{\partial \phi^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} = 0 \quad (5.7)$$

alakban írható fel. Tengelyszimmetrikus esetben

$$q_r = q_r(r, z), \quad q_\phi \equiv 0, \quad q_z = q_z(r, z) \quad (5.8)$$

ekkor

$$q_r = \frac{\partial U}{\partial r}, \quad q_z = \frac{\partial U}{\partial z} \quad (5.9)$$

s a LAPLACE-egyenlet a

$$\frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 U}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{dU}{dr} = 0 \quad (5.10)$$

formában jelenik meg, s a harmadik tagban különbözik a síkbeli esetre érvényes egyenlettől.

A síkbeli esethez hasonlóan bevezethetjük a V hőáramfüggvényt. A $V(r,z) = \text{const.}$ hőáramfelületeket, amelyek adiabatikus határfelületek, érintik a hőáramvektorok, s a hőáramvonalak az áramfelületekre esnek.

Ekkor a hőfluxus-komponensek az alábbi módon fejezhetők ki:

$$q_r = -\frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial z}, \quad q_z = -\frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} \quad (5.11a, 5.11b)$$

Ha ezeket behelyettesítjük a rotáció mentességet kifejező 5.2 egyenletbe, a hőáram függvényre az alábbi egyenlet írható fel:

$$\frac{\partial^2 V}{\partial r^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial r} = 0 \quad (5.12)$$

Itt is jól felismerhető a síkbeli esethez képest az utolsó tagban megmutatkozó különbség.

Bizonyos szinguláris pontokban, ill. vonalak mentén a rotáció mentességet, ill. forrásmentességet kifejező alapegyenleteink nem teljesülnek. Ez következik például egy pontszerű, vagy egy vonalmenti hőforrásnál, itt nyilván a 5.4 egyenletnek nem tesz eleget a hőáram-mező. A matematikai szingularitásnak egy reális fizikai tartalmat hordozó termikus szingularitás, a hőforrás jelenti az alapját.

Lévéen, hogy a tengelyszimmetrikus hőáram-mező alapegyenletei, 5.2 és 5.4 lineárisak, partikuláris megoldásaik minden korlátozás nélkül superponálhatók. Bonyolultabb hőáramképek előállítása általában úgy történhet, hogy egy homogén hőfluxusmezőre valamilyen termikus szingularitás által gerjesztett megzavarást superponálunk. Egy homogén, térbeli hőárammező termikus potenciálja, ha a hőáramvektornak csak a q_∞ nagyságú z irányú komponense van, s ez minden pontban állandó:

$$U = q_\infty z \quad (5.13)$$

Ha az origóban egy Q erősségű pontszerű forrás helyezkedik el, egy hengersizimmetrikus végtelen félttest alakul ki, amelynek forgásfelület-kontúrja adiabatikus határfelületként választja el a homogén, párhuzamos hőfluxusmező és a forrásból származó fluxus tartományait. Ez lehetne a homogén földi hőáram terében kiképzett, közet-környezetét felfűtő termálkút hővezetési folyamatának legegyszerűbb modellje. Ekkor:

$$U(r,z) = q_\infty z - \frac{Q}{4\pi} \frac{1}{\sqrt{r^2 + z^2}} \quad (5.14)$$

míg a hőáramfüggvény

$$V(r, z) = \frac{q_\infty}{2} - \frac{Q}{4\pi} \left(\frac{z}{\sqrt{r^2 + z^2}} + 1 \right) \quad (5.15)$$

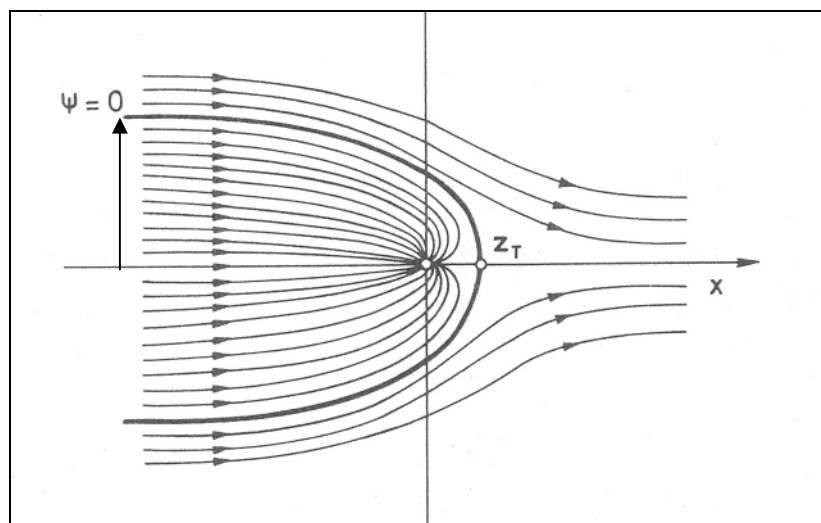
A féltest kontúráját a

$$q_\infty \frac{r^2}{2} - \frac{Q}{4\pi} \left(\frac{z}{\sqrt{r^2 + z^2}} + 1 \right) = 0 \quad (5.16)$$

egyenletből határozhatjuk meg. A kontúr az 5.1. ábrán látható, s aszimptotikusan közelít az

$$R_\infty = \sqrt{\frac{Q}{q_\infty \pi}} \quad (5.17)$$

sugarú körhengerhez.



5.1. ábra
Féltest kontúrája

A hőáramvektorok meghatározására alkalmas egyenlet

$$q_z = \frac{\partial U}{\partial z} = q_\infty + \frac{Q}{4\pi} \frac{z}{\sqrt{(r^2 + z^2)^3}} \quad (5.18)$$

A forgástest legmélyebb pontja, a kút talppontja alatt helyezkedik el, ahol $q_z=0$.

Így ismert lévén a földi hőáram q_∞ erőssége, a kút mélysége, és a kútból a közetkörnyezetbe távozó Q hő (a talp és a kútfej közötti hőmérsékletcsökkenésből)

meghatározható az origó helye a kúttalp fölött, ahová a pontszerű hőforrást helyezzük, valamint a kút hőhatásövezetének forgásfelület kontúrja.

A korábbi számítások és a kutak mért hőmérséklet eloszlásai egyaránt azt mutatják, hogy a termelőcsőben áramló víz és a zavartalan hőmérséklet eloszlású közettest hőmérsékletkülönbsége a kúttalptól a kútfejig első közelítésben lineárisan növekszik. A pontosabb modell megalkotásához tehát egy változó, monoton növekvő erősségű, vonalmenti hőforrás-eloszlást kell a földi hőáram homogén mezejére szuperálnunk.

Legyen $\sigma(\xi)$ a vonalforrás fajlagos, hosszegységre eső erőssége, H a vizsgált kút mélysége, az integráció futópontja, z pedig az a pont, amelyikben a termikus potenciál, vagy a hőáram vektor értékét keressük. Ekkor

$$U(r, z) = q_{\infty} z - \frac{1}{4\pi} \int_{\xi=0}^H \sigma(\xi) \frac{d\xi}{\sqrt{r^2 + (z - \xi)^2}} \quad (5.20)$$

Az alapegyenleteknek megfelelően a hőáram függvényt is meghatározhatjuk, s a

$$V(r, z) = q_{\infty} \frac{r^2}{2} + \frac{1}{4\pi} \int_{\xi=0}^H \sigma(\xi) \left[\frac{d\xi}{\sqrt{r^2 + (z - \xi)^2}} - 1 \right] d\xi \quad (5.21)$$

A hőáram vektor komponensei természetesen

$$q_r = \frac{\partial U}{\partial r}, \quad (5.22)$$

$$q_z = \frac{\partial U}{\partial z}, \quad (5.23)$$

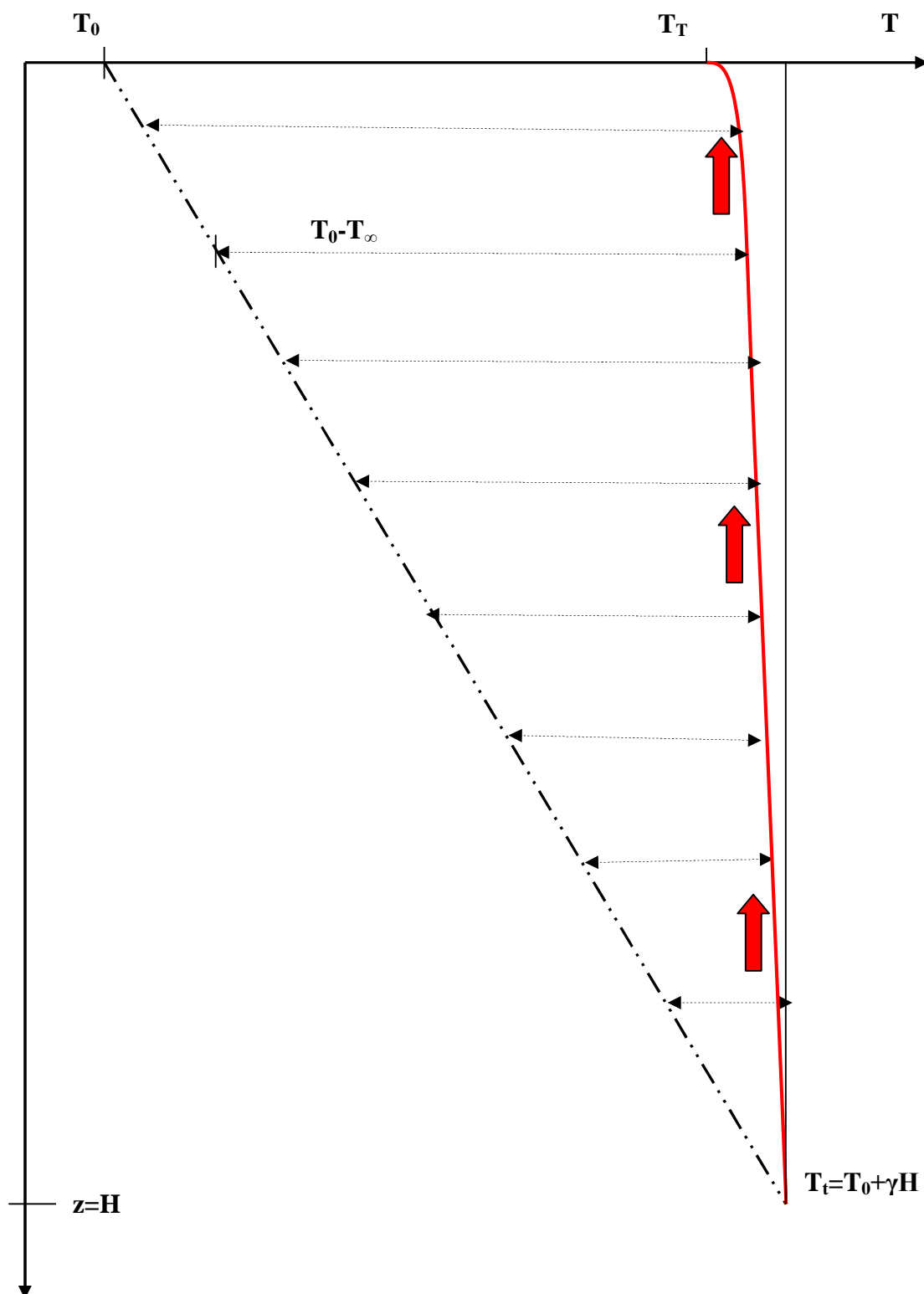
összefüggésekből számíthatók, míg a forgástest kontúráját a

$$q_{\infty} \frac{r^2}{2} + \frac{1}{4\pi} \int_{\xi=0}^H \sigma(\xi) \left[\frac{1}{\sqrt{r^2 + (z - \xi)^2}} - 1 \right] d\xi = 0 \quad (5.24)$$

egyenletből számíthatjuk. Tekintsük ekkor az 5.2. ábrán vázolt mélységmenti hőmérsékleteloszlást. A felszíni hőmérséklet értéke T_0 , míg a talphőmérséklet $T_T = T_0 + \gamma H$. Így tetszőleges mélységben $T_{\infty} = T_0 + \gamma z$.

A kút hőveszteségeit a $T - T_{\infty}$ hőmérséklet különbség hatására radiálisan kifelé irányuló fluxus okozza. A $T - T_{\infty}$ különbség első közelítésben jól helyettesíthető a $T_T - T_{\infty}$ hőmérséklet különbséggel. Ebben az esetben a mélység mentén lineárisan változó vonalmenti hőforrás eloszlást kapunk.

Az 5.2. ábra függőlegesen lefelé irányított z tengelyén a mélység, a vízszintesen a hőmérséklet található. A $z=0$ pont a felszín, a $z=H$ pedig a kút talpmélysége, több megcsapolt vízadó réteg esetén ez a korrigált talpmélység is lehet.



5.2 ábra Mélységmenti hőmérsékleteloszlás

A felszíntől a kúttalpig $T_\infty = T_0 + \gamma z$ a meg nem zavart hőmérsékletű kőzettest természetes geotermikus hőmérséklete. A $T(z)$ görbe a termelőcsőben áramló hévíznek a mélység menti hőmérsékleteloszlása. A kútból a kőzetbe irányuló hőáram a $T-T_\infty$ hőmérsékletkülönbség hatására jön létre. Ez a különbség az ábra alapján megnyugtatóan helyettesíthető a

$$T_0 + \gamma H - (T_0 + \gamma z) = \gamma(H - z) \quad (5.25)$$

lineárisan változó hőmérsékletkülönbséggel. Bevezetjük a $\xi = H - z$ koordinátát, amelynek kezdpontja a kút $z = H$ mélységben lévő talppontja, és a felszínen veszi fel a $\xi = H$ értéket. Ezt a koordinátatranszformációt az 5.24. formula egyszerűbb kezelhetősége indokolja. Ebben az esetben a kút egységnyi vastagságú szakaszán $\sigma(z)$ hőmennyiség távozik, amelyet a 2.4. egyenletnek megfelelően most a

$$\sigma = 2\pi k \frac{\gamma(H - z)}{\ln \frac{R_\infty}{R_F}} \quad (5.26)$$

alakban írhatunk fel. Mivel

$$\xi = H - z \quad (5.27)$$

úgy vesszük, hogy a konstansok összevonásával

$$\sigma = C\xi \quad (5.28)$$

amelyet az 5.24. egyenletbe helyettesíthetünk. Ebben az esetben a

$$\frac{q_\infty r^2}{2} + \frac{1}{4\pi} \int_{\xi=0}^H \left[\frac{1}{r^2 + (z - \xi)^2} - 1 \right] C\xi d\xi = 0 \quad (5.29)$$

egyenlethez jutunk. Ezt az integrált számíthatjuk ki. Az integrál három tagra bomlik a

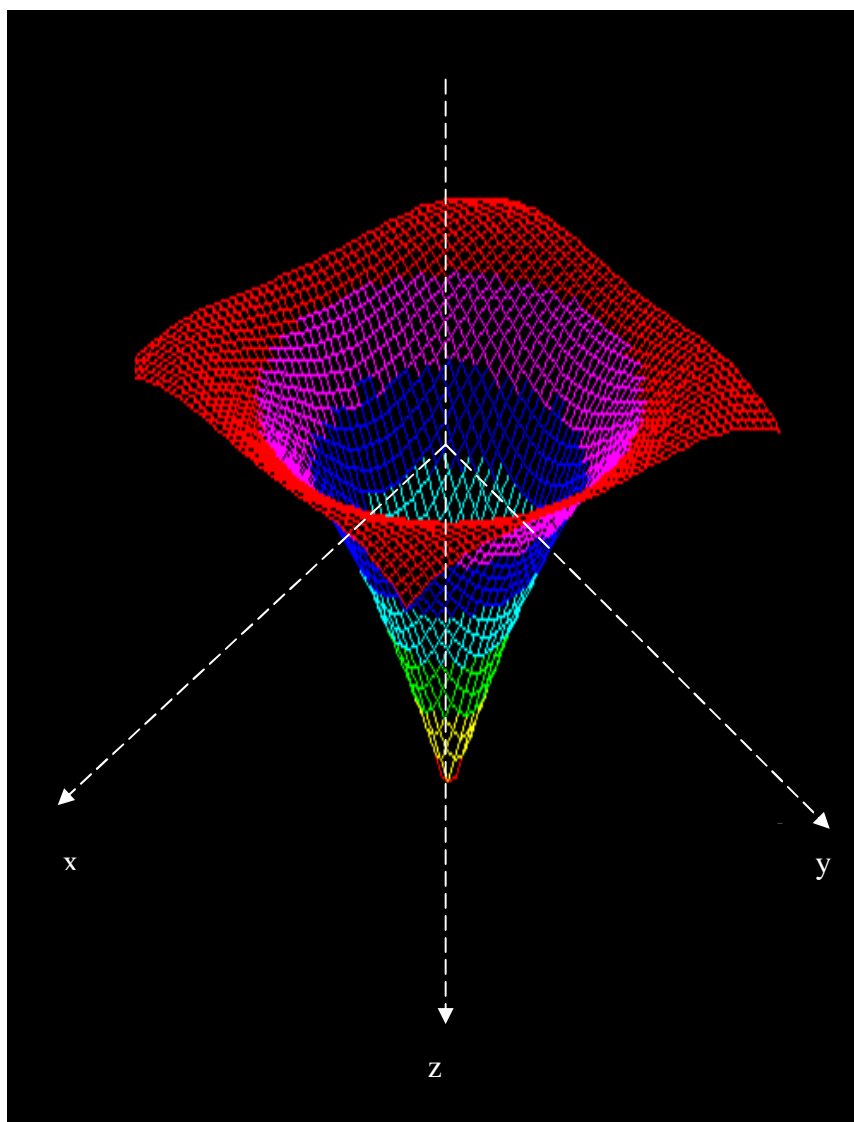
$$\frac{q_\infty r^2}{2} + \frac{1}{8\pi} \int_{\xi=0}^H \frac{-2C\xi}{r^2 + (z - \xi)^2} d\xi + \frac{1}{8\pi} \int_{\xi=0}^H \frac{2Cz}{r^2 + (z - \xi)^2} d\xi - \frac{1}{4\pi} \int_{\xi=0}^H C\xi d\xi = 0 \quad (5.30)$$

kifejezésnek megfelelően. Az eredmény:

$$\frac{q_\infty r^2}{2} - \frac{C}{8\pi} \ln \frac{r^2 + (z - H)^2}{r^2 + z^2} + \frac{C \cdot r}{4\pi} \left[\arctg \frac{z - H}{r} - \arctg \frac{z}{r} \right] - \frac{1}{8\pi} C \cdot H^2 = 0 \quad (5.31)$$

Ez még ebben az egyszerűsített formában is egy meglehetősen nehézkes transzcendens egyenletre vezet. A forgástest kontúráját úgy határozhatjuk meg, hogy konstans z értékeket véve az adott mélységben r -re megoldjuk az 5.31. egyenletet.

Ez csak numerikus módszerek alkalmazásával lehetséges. Erre a MATLAB programcsomagot alkalmaztuk. Adott z értékekhez tartozó r értékeket a MATLAB Fzero beépített függvényeljárás felhasználásával határoztuk meg. Az így kapott pontokra a legkisebb négyzetek elvét alkalmazó MATLAB Polyfit eljárással polinomot illesztettünk. Az így kapott görbe z tengely körüli forgatásával $z(r) \Rightarrow z(\sqrt{x^2 + y^2})$ - a forgásfelület egyenletéhez jutottunk. A kapott felület egyenletének előállítására és kirajzolására külön-külön saját programot írtunk. Az adódó forgástest-alakot az 5.3. ábrán szemléltetjük.



5.3. ábra Az adódó forgástest-alak

Megjegyzendő, hogy JOSHI (1991) a vízszintes kutak hozamának meghatározásakor formailag analóg integrálkifejezés alkalmazásával hasonló szerkezetű megoldást kapott.

Az alkalmazott mérnöki számítások során arra nyílik mód, hogy a kút teleszkópos szerkezetének figyelembevételével az 5.31. egyenlettel adódó forgástest alaknak az illető mélység-intervallumban vehető integrál-középértékével számoljunk. Egy állandó sugarú hengerpalást helyett így három, vagy több különböző átmérőjű hengerfelületből pontosabb hőmérsékletszámításra adódott lehetőségünk.

A kút hőhatásövezetének forgásfelület alakját ily módon meghatároztuk a termikus szingularitások módszerével. A kapott eredmény értékét nagymértékben megnövelné, ha mérési eredményekkel ellenőrizhetnénk. Sajnos le kell mondanunk: a hőhatás-övezet hőmérsékletmérésekkel történő feltárásáról annak igen hosszadalmas és költséges volta miatt. E helyett egy független adatokra támaszkodó, a problémát más oldalról megközelítő számítási módszert dolgoztunk ki a forgásfelület meghatározására.

Ismert, hogy a hengerszimmetrikus hőáram elemi fluxusa a kút körüli közettestben

$$d\dot{Q} = \frac{2\pi k(T_F - T_\infty)}{\ln \frac{R_\infty}{R_F}} dz \quad (5.32)$$

Ebből a tranziens hővezetési függvénynek az egyensúly beálltát jellemző értékére

$$f = \ln \frac{R_\infty}{R_F} = \frac{2\pi k(T_F - T_\infty)}{\frac{d\dot{Q}}{dz}} \quad (5.33)$$

adódik. Másrészt a kútszerkezeten áthaladó radiális hőfluxus elemi értéke

$$d\dot{Q} = 2\pi R_{IB} U_{IB} (T - T_F) dz \quad (5.34)$$

Ha ebből kifejezzük és az 5.33 egyenletbe helyettesítjük $d\dot{Q}/dz$ -t, az

$$f = \frac{k}{R_{IB} U_{IB}} \frac{T_F - T_\infty}{T - T_F} \quad (5.35)$$

összefüggéshez jutunk. A 2. fejezetben szereplő 2.14 és a 2.48 egyenleteknek megfelelően kifejezhetjük az egységnyi alkotóhosszúságon átáramló hőfluxust, egyrészt csak a kútszerkezet, másrészt a hőköpeny termikus jellemzőit is figyelembe véve.

$$Q = 2\pi R_{IB} U_{IB} (T - T_F) = 2\pi R_{IB} U_{IB}^* (T - T_\infty) \quad (5.36)$$

Itt U_{IB} csupán a kútszerkezet jellemzőivel a cementpalást külső sugaráig, U_{IB}^* pedig a hőköpeny figyelembevételével meghatározott módosított eredő hőátviteli tényező. Ebből adódik a

$$T - T_F = \frac{U_{IB}^*}{U_{IB}} (T - T_\infty) \quad (5.38)$$

egyenlőség. Melyből a T_F hőmérséklet könnyen kifejezhető:

$$T_F = T - \frac{1}{1 + \frac{R_{IB} U_{IB} f}{k}} (T - T_\infty) \quad (5.39)$$

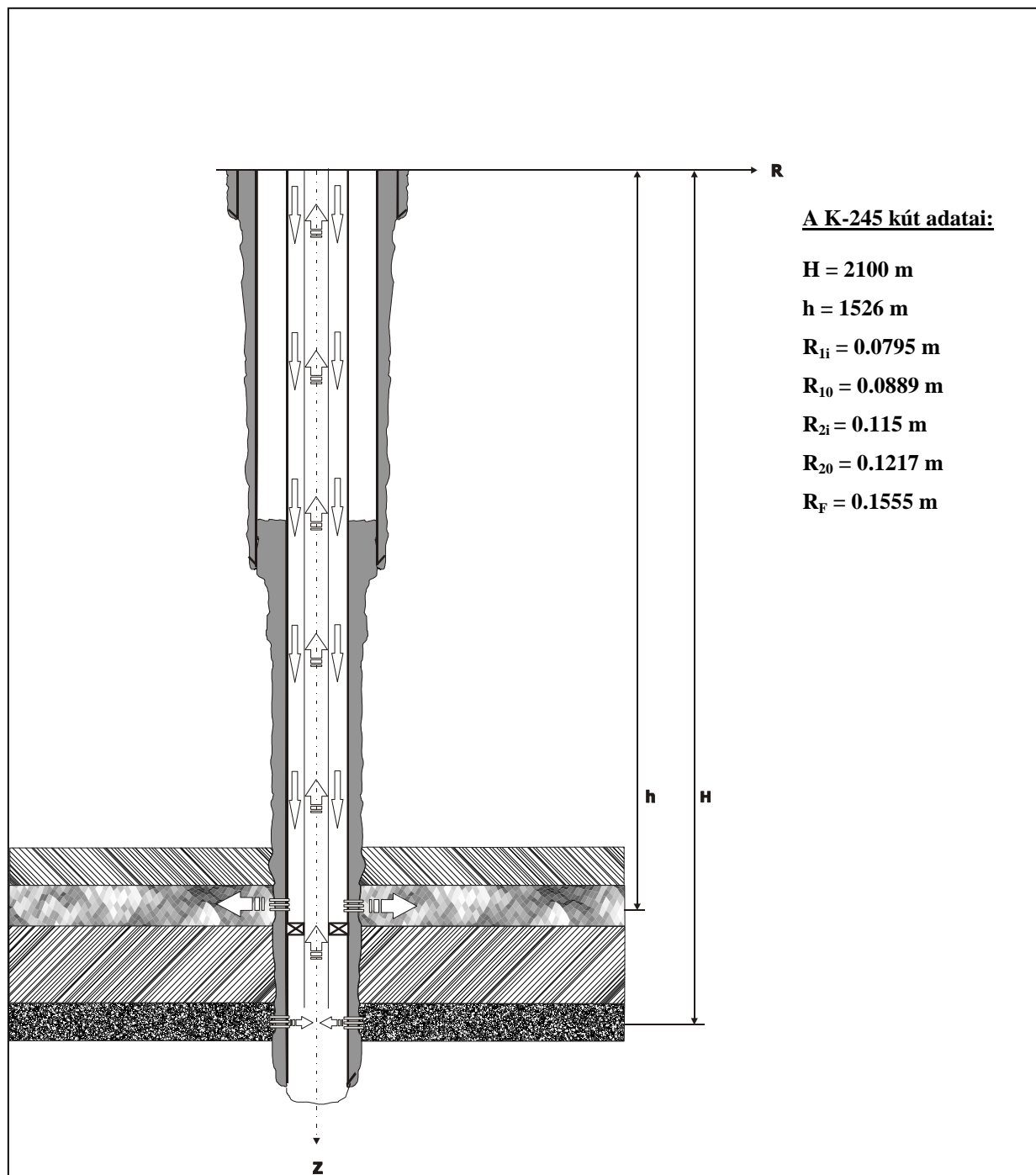
Ha a kiszámított T_F értékeket az 5.35 összefüggésbe behelyettesítjük, $f(z)$ meghatározására bármely z mélység esetén egy iterációra alkalmas kifejezéshez jutottunk. Ebből viszont az adott mélységben megkapjuk a forgástest sugarát.

$$R_\infty = R_F \cdot e^{f(z)} \quad (5.40)$$

Az így kiszámított R_∞ értékek a kút hőmérséklet eloszlásából adódtak. Lévén, hogy egy logaritmussfüggvény meredeksége nagy sugaraknál igen kis mértékben változik ezzel az eljárással legfeljebb tendenciájában és nagyságrendjében ellenőrizhetem a sokkal pontosabb potenciálméleti számítást. Ami mégis a két módszerrel kapott értékek egybevetését indokolja, az, hogy két teljesen független módszerről van szó. A forgástest egy tengelyen átmenő síkmetszetét és az 5.40. formulával számolt értékeket az 5.4. ábrán hasonlítjuk össze.

6. HŐMÉRSÉKLET ELOSZLÁS KÉTFUNKCIÓS TERMELŐ-BESAJTOLÓ KUTAKBAN

Mint ahogyan a bevezetőben is említettük az intenzív hévíztermelés hatására a tároló nyomása, s ezzel a kút hozama csökken. Ez indokolja, hogy az elhasznált, lehűlt hévizet visszasajtoljuk a tárolóba. Ezzel egyrészt a rétegnyomást fenntartását segítjük, másrészt a kőzetváz energiatartalmának egy része is felszínre hozható a tároló többszöri átöblítésével.

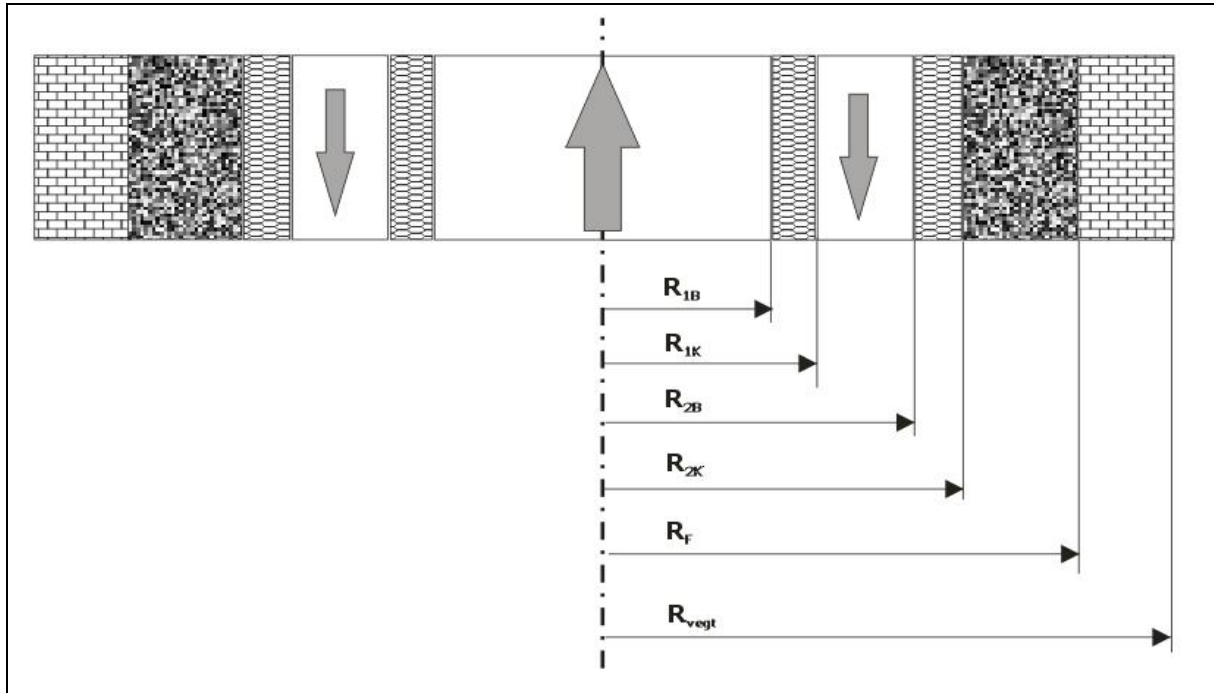


6.1. ábra Kétfunkciós kút kialakítása

A szigorodó környezetvédelmi előírások, 1997. évi Bányatörvény módosítás XII. tv. 2.§ is szükségessé teszik, hogy a lehűlt hévizet ne engedjük élő vízfolyásokba. Ha pusztán az a célunk, hogy a környezetszennyezés elkerülésére sajtoljuk vissza a kitermelt rétegvizet, nem feltétlenül az eredeti tárolórétegbe, hanem egy sekélyebb, jó vízvezető képességű, az ivóvízbázist nem veszélyeztető rétegbe is injektálhatunk. Ennek előnye, hogy a besajtoló kút kisebb mélységű, így a visszasajtoláshoz szükséges szivattyúteljesítmény is kisebb, tehát olcsóbb. A visszasajtolás költségeit tovább csökkentheti egy szellemes magyar szabadalom (BALOGH, 1996). Ennek lényege, hogy a víztermelés és a visszasajtolás ugyanazon a kúton keresztül történik.

A termelőcső és a biztonsági bélésűcső közötti gyűrűs térben áramlik lefelé a lehűlt hévíz, és a termelőréteggel hidraulikai kapcsolatban nem álló, kisebb mélységben lévő, jó vízvezető képességű rétegbe injektálunk a bélésűcső perforáción keresztül. Az eljárás hátránya lehet a termelőcső és a gyűrűs tér között megnövekvő hőátvitel, tehát a rendszer csak jó hőszigetelő anyagból készült, vagy azzal bevont termelőcső esetén életképes. Csongrádon (1995) elkészült egy ilyen rendszerű kút, polipropilén termelőcsővel. Az első üzemi kísérletek is lefolytak. A kútban kialakult viszonylag bonyolult hőátviteli viszonyokat számítással senki sem határozta meg. Ebben a fejezetben ezt a feladatot oldjuk meg.

A hőátvitel mechanizmusa a korábbi fejezetekben ismert feltételektől néhány részletben eltér. A kút a mélység mentén két szakaszra bontható. Ezekben a kútkiképzés és a hőátadás mechanizmusa is különbözik. A kút felső szakasza, a sekélyebb tároló perforációitól a felszínig egy ellenáramú hőcserélőhöz hasonlóan működik. A visszasajtoló hidegvizet melegíti a feláramló hévíz, de termikus kapcsolatban is van a kúttal körülvevő kőzettesttel. Ez a kapcsolat jelenti a különbséget az ellenáramú hőcserélőhöz képest. Azt ugyanis állandó hőmérsékletű környezet veszi körül, a kút körüli kőzettest hőmérséklete viszont a mélységgel lineárisan nő. Ez a folyamat leírását bonyolulttá teszi. Ezért az ellenáramú hőcserélők tervezésére kidolgozott mérnöki módszerek ebben az esetben nem alkalmazhatók. A kútnak a termelő és befogadó rétegek közé eső szakaszán, sokkal egyszerűbb hőátviteli folyamat alakul ki. A kitermelt hévíz a korábbi fejezetben leírt módon egy radiálisan kifelé irányuló hőfluxus révén melegíti a kőzet-környezetet és közben lehűl.



6.2. ábra Ellenőrző térfogat az energiamérleghez

Először a felső szakaszt vizsgáljuk. Akárcsak a 2. fejezetben, egy dz vastagságú, a kút tengelyével koaxiális ellenőrző felülettel három rész-rendszerre bontjuk a vizsgált rendszer a 6.2. ábrán vázolt módon.

Az egyik a termelőcsőben felfelé áramló hévíz, a másik a gyűrűs térben áramló lehűlt visszasajtott víz, harmadik a kút közetkörnyezete. A belső energia mérlegegyenletét most a következő formában írhatjuk fel a három részrendszerre.

$$\dot{m}_T c dT_T = 2\pi R_{IB} U_{IB} (T_T - T_{Gy}) dz \quad (6.1)$$

illetve az

$$\dot{m}_{Gy} c dT_{Gy} = 2\pi R_{IB} U_{IB} (T_T - T_{Gy}) dz + 2\pi R_{2B} U_{2B} (T_F - T_{Gy}) dz \quad (6.2)$$

Értelemszerűen $T_T > T_{Gy}$, $T_F > T_{Gy}$ és úgy tekintjük, hogy a teljes kitermelt mennyiséget visszasajtoljuk, tehát

$$\dot{m} = \dot{m}_T = \dot{m}_{Gy} \quad (6.3)$$

Most is érvényes a

$$2\pi R_{2B} U_{2B} (T_F - T_{Gy}) = 2\pi k \frac{T_\infty - T_F}{f} \quad (6.4)$$

egyenlet. A 2. fejezetben írtak analógiájára bevezetjük a

$$B = \frac{\dot{m} c}{2\pi R_{1B} U_{1B}} \quad (6.5)$$

jelölést, amellyel a

$$\frac{dT_T}{dz} = \frac{T_T - T_{Gy}}{B} \quad (6.6)$$

differentiálegyenlet adódik.

Ezután kivonjuk a 6.2. egyenletből a 6.1 egyenletet. Ekkor

$$\dot{m} c \left(\frac{dT_{Gy}}{dz} - \frac{dT_T}{dz} \right) = 2\pi k R_{2B} U_{2B} (T_F - T_{Gy}) \quad (6.7)$$

Másrészt a 6.4. miatt

$$\dot{m} c \left(\frac{dT_{Gy}}{dz} - \frac{dT_T}{dz} \right) = 2\pi k \frac{T_\infty - T_F}{f} \quad (6.8)$$

Kifejezve a hőmérséklet különbségeket a

$$(T_F - T_{Gy}) = \frac{\dot{m} c \left(\frac{dT_{Gy}}{dz} - \frac{dT_T}{dz} \right)}{2\pi k R_{2B} U_{2B}} \quad (6.9)$$

illetve a

$$(T_\infty - T_F) = \frac{\dot{m} c \left(\frac{dT_{Gy}}{dz} - \frac{dT_T}{dz} \right)}{2\pi k} \quad (6.10)$$

egyenleteket kapjuk. Ezeket összeadva az egyébként ismeretlen T_F kiesik és a

$$T_\infty - T_{Gy} = \frac{d}{dz} (T_{Gy} - T_T) \cdot \frac{\dot{m} c (k + f \cdot R_{2B} U_{2B})}{2\pi R_{2B} U_{2B} k} \quad (6.11)$$

összefüggéshez jutunk. Bevezetve az

$$A = \frac{\dot{m} c (k + f \cdot R_{2B} U_{2B})}{2\pi R_{2B} U_{2B} \cdot k} \quad (6.12)$$

jelölést, az áttekinthető

$$\frac{d(T_{Gy} - T_T)}{dz} = \frac{T_\infty - T_{Gy}}{A} \quad (6.13)$$

differentiálegyenletet kapjuk. A 6.6. és a 6.13. differentiálegyenletek alkotta rendszert úgy oldhatjuk meg, hogy a 6.6.-ból kifejezett $\frac{dT_T}{dz}$ -t a 6.13.-ba helyettesítjük, majd a z szerinti deriválás nyomán az

$$A \cdot B \frac{d^2 T_{Gy}}{dz^2} + B \frac{dT_{Gy}}{dz} - T_{Gy} + T_0 + \gamma(z - B) = 0 \quad (6.14)$$

másodrendű differentiálegyenletet kapjuk. A

$$\vartheta = T_{Gy} - T_0 - \gamma \cdot z \quad (6.15)$$

helyettesítéssel egy állandó együtthatójú, lineáris másodrendű, homogén differentiálegyenlet adódik,

$$A \cdot B \frac{d^2 \vartheta}{dz^2} + B \frac{d\vartheta}{dz} - \vartheta = 0 \quad (6.16)$$

amelynek általános megoldása az ismert

$$\vartheta = C_1 \cdot e^{x_1 \cdot z} + C_2 \cdot e^{x_2 \cdot z} \quad (6.17)$$

kifejezés. Ahol C_1 és C_2 integrációs konstansok, meghatározásuk a megfelelő peremfeltételekből lehetséges. x_1 és x_2 a $ABx^2 + Bx - 1 = 0$ differentiálegyenlet karakterisztikus egyenletének gyökei

$$x_{1,2} = -\frac{1}{2A} (1 \mp \sqrt{1 + \frac{4A}{B}}) \quad (6.18)$$

Ezzel a gyűrűstérben lefelé áramló folyadék hőmérséklet eloszlását a 6.15. egyenlőség visszahelyettesítésével a

$$T_{Gy} = T_0 + \gamma z + C_1 \cdot e^{x_1 z} + C_2 \cdot e^{x_2 z} \quad (6.19)$$

alakban kaphatjuk meg.

A termelőcsőben felfelé áramló hévíz hőmérséklet eloszlásának meghatározására a 6.6. és a 6.13 egyenletekből a 6.20. szerint adódik.

$$\frac{dT_{Gy}}{dz} = \frac{T_T - T_{Gy}}{B} + \frac{T_\infty - T_{Gy}}{A} \quad (6.20)$$

A termelőcső hőmérsékletére a

$$T_T = B \frac{dT_{Gy}}{dz} + \left(1 + \frac{B}{A}\right) T_{Gy} - \frac{B}{A} T_\infty \quad (6.21)$$

egyenletet kapjuk. Majd további differenciálás után

$$\frac{dT_{Gy}}{dz} = \gamma + C_1 x_1 e^{x_1 z} + C_2 x_2 e^{x_2 z} \quad (6.22)$$

A termelőcsőben kialakuló hőmérséklet eloszlásra 6.23. kifejezést kapjuk.

$$T_T = B(C_1 x_1 e^{x_1 z} + C_2 x_2 e^{x_2 z}) + \left(1 + \frac{B}{A}\right) \cdot (C_1 e^{x_1 z} + C_2 e^{x_2 z}) + T_0 + \gamma z \quad (6.23)$$

Mind a gyűrűs tér, mind a termelőcső hőmérséklet eloszlásának számítására szolgáló egyenletekben két, egyenlőre ismeretlen integrációs konstans szerepel. Ezek meghatározására két alkalmasan megválasztott peremfeltételt írunk fel. Egyrészt ismerjük a besajtott víz hőmérsékletét a felszínen

ha $z=0$ $T_{Gy}=T_B$ ebben az esetben $T_B=T_0+C_1+C_2$ alakot vesz fel. Másrészt ismerjük az ellenáramú szakaszba belépő hévíz hőmérsékletét (T_{T1ki}) a termelőcsőben, amelyet a kúttalp és az ellenáramú szakasz kezdőpontja között a már ismert módon számíthatunk.

$$T_{T1ki} = T_0 + \gamma(h + A_1) - \gamma A_1 e^{\frac{h-H}{A_1}} \quad (6.25)$$

Így a $z=h$ helyen $T_T=T_{T1ki}$

Ezzel a feltétellel

$$T_{T1ki} = B[C_1 x_1 e^{x_1 h} + C_2 x_2 e^{x_2 h} + \gamma] + \left(1 + \frac{B}{A}\right)(C_1 x_1 e^{x_1 h} + C_2 x_2 e^{x_2 h}) + T_0 + \gamma h \quad (6.26)$$

A két peremfeltételből az integrációs konstansokra az alábbi összefüggések adódnak:

$$C_1 = T_B - T_0 - C_2 \quad (6.27)$$

$$C_2 = \frac{T_{T1ki} - B[(T_B - T_0)x_1 e^{x_1 h} + \gamma] - \left(1 + \frac{B}{A}\right)[(T_B - T_0)e^{x_1 h}] - T_0 - \gamma h}{B(x_2 e^{x_2 h} - x_1 e^{x_1 h}) + \left(1 + \frac{B}{A}\right)(e^{x_2 h} - e^{x_1 h})} \quad (6.28)$$

Ezzel a termelőcsőben áramló hévíz hőmérsékleteloszlása a mélység függvényében pontról-pontra meghatározható.

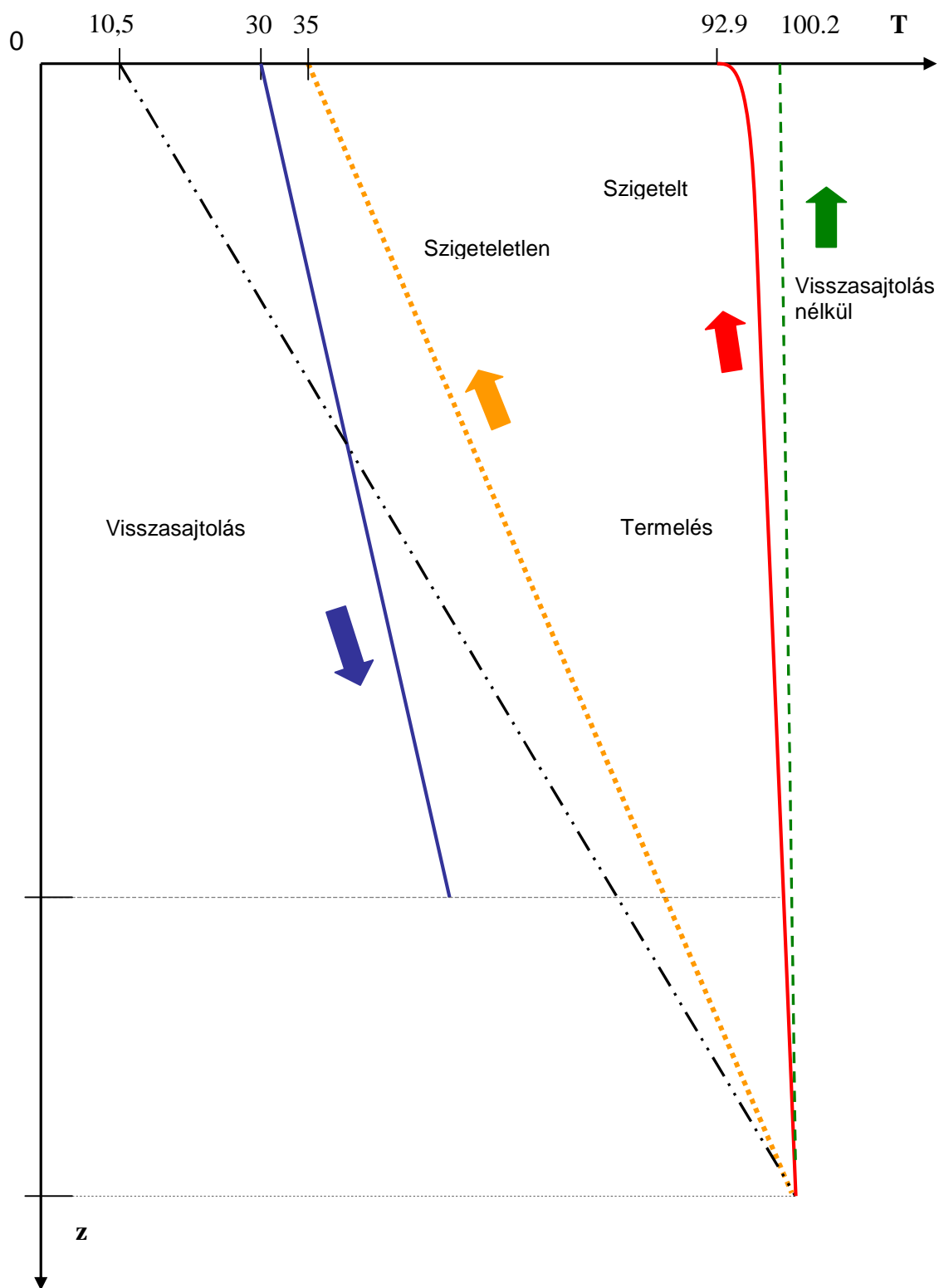
A legalsó szakaszra nem jellemző a teleszkópos kútkiképzés. Itt csupán a termelőcső és az azt körülvevő cementpalást termikus ellenállását kell figyelembe vennünk, ez pedig nem változik a mélységgel. Ha több réteget csapol meg a kút,

nincs akadálya a 4. fejezetben ismertetett pontosabb számítás elvégzésének. Az alsó kútszakasz és a az ellenáramú rész hőmérsékleteloszlása a két tartomány határán megegyezik, de deriváltjuk nem. A két görbeszakasz töréssel illeszkedik, a kútszerkezet e pontbeli változásának következményeként. Számításokat végeztünk egy konkrét kútra szigetetlen és polipropilén szigetelésű termelőcső esetére is.

A kút adatai a következők:

$H = 2100 \text{ m}$	$T_0 = 10.5 \text{ }^{\circ}\text{C}$
$h = 1526 \text{ m}$	$T_i = 30 \text{ }^{\circ}\text{C}$
$R_{1i} = 0.0795 \text{ m}$	$\gamma = 0.044 \text{ }^{\circ}\text{C/m}$
$R_{10} = 0.0889 \text{ m}$	$k_R = 1.95 \text{ W/m}^{\circ}\text{C}$
$R_{2i} = 0.1115 \text{ m}$	$k_c = 0.82 \text{ W/m}^{\circ}\text{C}$
$R_{20} = 0.1217 \text{ m}$	$k_i = 0.20 \text{ W/m}^{\circ}\text{C}$
$R_F = 0.1555 \text{ m}$	$k_a = 55 \text{ W/m}^{\circ}\text{C}$
$\dot{m} = 25 \text{ kg/s}$	

Számítási eredményeinket a 6.3. ábra szemlélteti. Példánkból jól látható, hogy, a visszasajtoláshoz nem szabad szigetetlen acél béléscsövet alkalmazni, mivel a kitermelt hévíz 102.6°C -ról 35°C -ra lehűl. Ellenben alkalmazva egy 10mm vastagságú polipropilén szigetelést, a kitermelt hévíz hőmérséklete csak $92,9^{\circ}\text{C}$ -ra hűl le. A K-254 jelű kútban 25kg/s tömegáram mellett, polipropilén termelőcső beépítése után a kútfejen mért hőmérséklet csak 81°C volt a számítottal szemben. A mintegy 11°C eltérés oka, a polipropilén cső menetes csatlakozásainál történő szivárgás volt. Ezt a szivárgást acél muffokkal próbálták megszüntetni egyelőre nem túl sikeresen.



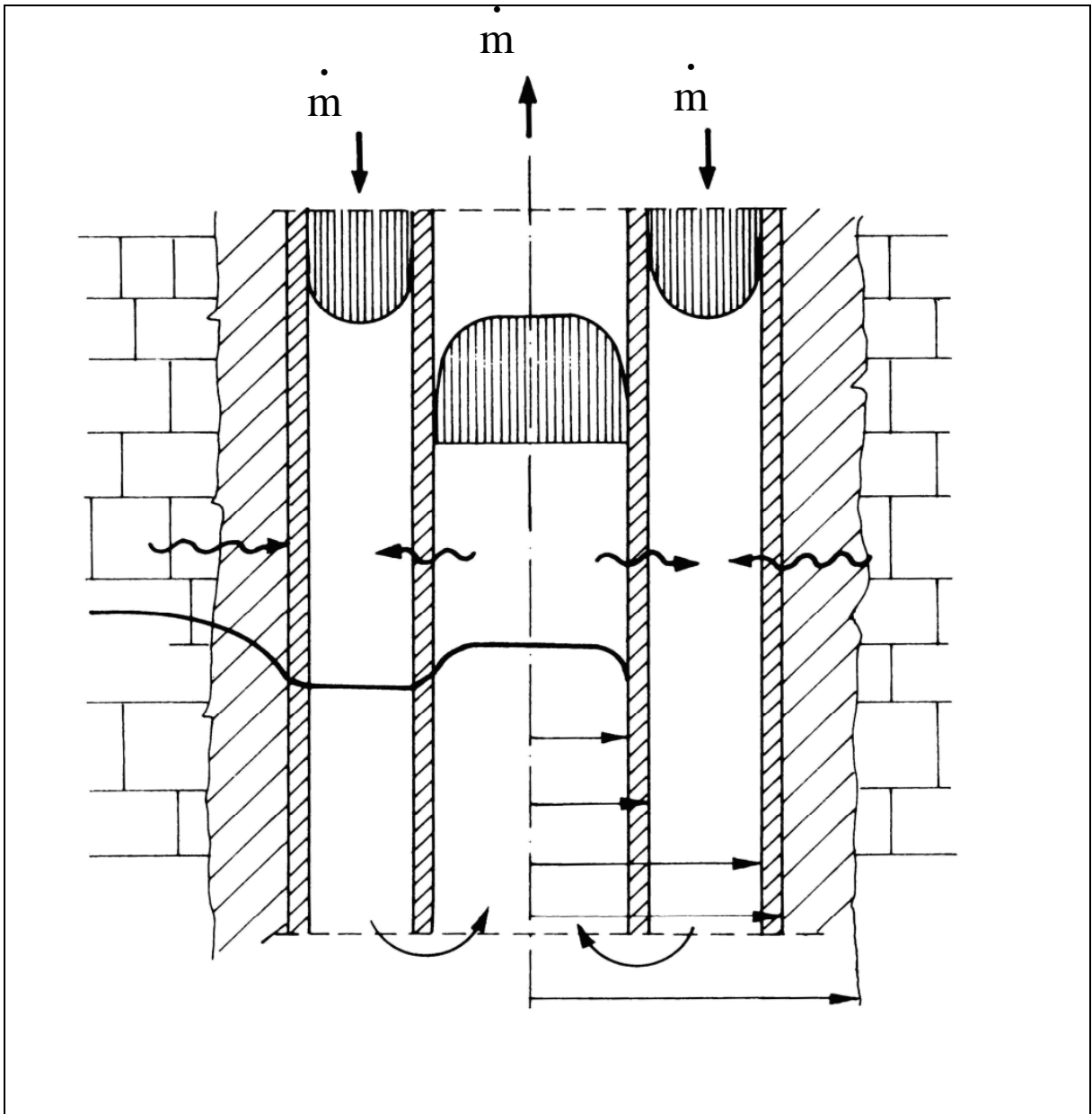
6.3. ábra Hőmérséklet eloszlás kétfunkciós kútban

7. HŐBÁNYÁSZAT MEDDŐ KUTAKBÓL

Geotermikusenergia-termelésünk mai magyar gyakorlata a tároló rugalmas tágulásán alapuló víztermelés, vagy szabad kifolyással, vagy búvárszivattyúval létrehozott mesterséges depresszió révén történik. Ez a gyakorlat több lényeges hátránnyal is jár. Rugalmas tágulással művelt tároló energiatartalmának csak töredéke termelhető ki. Ennél nagyságrendekkel nagyobb kihozatali tényező érhető el a lehűlt hévíznek és/vagy sima artézi víznek a tárolóba történő visszasajtolásával. Ezen kívül a hőhasznosító berendezésekbe (radiátorok, padlófűtés-talajfűtés csőrendszere) közvetlenül bevezetett hévíz vízkőlerakódást eredményez, gyakran korróziót okoz. A lehűlt hévizet csatornába vagy élő vízfolyásokba vezetni környezetvédelmi megfontolások miatt ma már hazánkban sem megtűrt gyakorlat.

Ember- és környezetbarát megoldás egy két- vagy többkutas zárt, vízvisszasajtolással tervezett rendszer kialakítása. Ennek költségei nagyobbak (besajtolókút, szivattyúk, üzemeltetés), előnyei viszont csak évtizedek múlva, a tároló élettartamának megnövekedésében jelentkeznek. A probléma megoldására ARMSTEAD (1983) javasolta először, hogy egy béléscsővezetett kút termelőcsővén és a gyűrűs téren keresztül, mint zárt rendszerben, tiszta vizet keringessenek, amely a kútban felmelegszik, a felszínen pedig, hőt ad le. Az USA-ban, Oregon államban egy sor viszonylag kis teljesítményű egység működik hasonló elv – nagy átmérőjű, kis mélységű kútba épített U cső – alapján. A magyarországi alkalmazásra is születtek javaslatok, sőt egy kísérleti berendezés is elkészült. Bár ebben a keringetett közeg ammónia volt, a működési elv lényegében ugyanaz, mint Armstead-nél. A fúrás során végzett öblítéskor az iszap ugyanígy hozza felszínre a fúrólyuk közetkörnyezetének energiatartalmát.

Jelen fejezetben számítási eljárást dolgoztunk ki meddő -geotermikus energiát termelő zárt rendszerbeli -kút hőmérsékletviszonyainak számítására. A kútszerkezet és a széles tartományban változó üzemi jellemzők függvényében számítjuk a gyűrűs tér, a termelőcső mélység menti hőmérséklet-eloszlását. Legyen a zárt energiatermelő kút egyszerűsített formája az 7.1. ábra szerint.



7.1. ábra Zárt energiatermelő kút egyszerűsített formája

Egy béléscsövezett mélyfúrású kutat alul, perforálás nélkül lezárunk. A koaxiálisan beépített termelőcső és a béléscső közötti gyűrűs térben áramlik lefelé a felmelegítendő víz. Mivel a kút közetkörnyezete a mélység mentén egyre melegebb, az áramló víz útja során fokozatosan felmelegszik, miközben a kutat körülvevő kőzeteket lehűti.

A kút körül így egy hengerszimmetrikus hőmérséklet-inhomogenitás, és a vele járó síksugaras, befelé irányuló vezetési hőáram alakul ki. Ez szolgáltatja a rendszer hűtőanyagát. A felmelegedett víz a termelőcsövön áramlik felfelé, miközben kissé lehűl. A gyűrűs térben és a

termelőcsőben folyó áramlás egy ellenáramú hőcserélőre emlékeztet. Az analógia ugyanúgy itt sem teljes mint azt az 6. fejezet példájában említettük, a kút körüli, a mélységgel változó hőmérsékleti viszonyok miatt. Az ellenáramú hőcserélők méretezésére kifejlesztett módszerek tehát nem alkalmazhatók ebben az esetben sem.

A hőmérsékletviszonyok alakulása a belső energia mérlegegyenlete alapján számítható. Az egyenletekben szereplő tagok között nagyságrendi eltérések adódnak, és e nagyságrend-analízis révén egyes tagok figyelembevételétől eltekintünk. A súrlódási nyomásveszteség miatt bekövetkező felmelegedést nagyságrendi megfontolások alapján, figyelmen kívül hagyjuk. Ugyancsak elhanyagoljuk az áramló vízben, az áramlás irányában vezetéssel terjedő hőáramot is. További egyszerűsítésre ad módot az a tény, hogy a termelőcsőben és a gyűrűs térben a tömegáramok értéke ugyanaz.

Először energiamérleget írunk fel a termelőcsőre. A termelőcsőben áramló folyadékot a cső külső palástján a gyűrűstérben ellenkező irányban haladó, kisebb hőmérsékletű folyadék hűti. Így a termelőcsőben fellépő hőmérséklet-csökkenés a radiális irányú hőátadás számlájára írható. Ezt a

$$\dot{m}_T c \cdot dT_T = 2\pi R_{1B} U_{1i} (T_T - T_{Gy}) dz \quad (7.1)$$

egyenlet írja le. A következő részrendszer a gyűrűs térben áramló folyadék, amelyre a kútszerkezeten át, érkező hőáram kényszerkonvekcióval adódik át. Ez melegíti a lefelé áramló folyadékot, hasonlóan a termelőcsőben áramló melegebb folyadék fűtőhatásához. Így a gyűrűs teret kitöltő folyadék dz vastagságú térfogatára a következő belső energiamérleget írhatjuk fel:

$$\dot{m}_{Gy} c \cdot dT_{Gy} = 2\pi R_{2B} U_{2B} (T_T - T_{Gy}) dz + 2\pi R_{1B} U_{1B} (T_T - T_{Gy}) dz \quad (7.2)$$

Az U_{1B} , és az U_{2B} itt is az R_{1B} és az R_{2B} sugarakra vonatkozó eredő hőátbocsátási tényező. A kút alsó szakaszán ez csupán a bélésűcső és az azt körülvevő cementpalást termikus ellenállásától függ, a kisebb mélységtartományban koaxiális bélésűcsövek, köztük cementezés vagy maradék folyadék és a külső cementpalást áll a hőfluxus útjában.

Az egyenletek rendezésében hasonlóan járunk el, mint azt a 6. fejezetben ismertettük. A két elsőrendű, kétismeretlenes differenciálegyenletet átalakítjuk másodrendű egyismeretlenes differenciálegyenletté az előző fejezetben ismertetett módszerhez hasonlóan.

$$AB \frac{d^2 T_{Gy}}{dz^2} + B \frac{dT_{Gy}}{dz} - T_{Gy} + T_0 + \gamma(z - B) = 0 \quad (7.3)$$

$$AB \frac{d^2 T_T}{dz^2} + B \frac{dT_T}{dz} - T_T + T_0 - \gamma z = 0 \quad (7.4)$$

A kapott kétismeretlenes másodrendű differenciálegyenlet rendszer megoldására az irodalomban ismertettnél egy, egyszerűbb módszert mutatunk be. A gyűrűstér hőmérséklet-mélység függésére a (6.4.) egyenlet vonatkozik. A 7.3. egyenletet átalakítjuk az alábbi jelölés bevezetésével

$$\vartheta = T_{GY} - T_0 - \gamma z \quad (7.6)$$

Ebből a gyűrűstérben áramló víz hőmérséklete

$$\frac{dT_{GY}}{dz} = \frac{d\vartheta}{dz} + \gamma \quad (7.7)$$

Ezt az egyenletet z - szerint kétszer deriváljuk:

$$\frac{d^2 T_{GY}}{dz^2} = \frac{d^2 \vartheta}{dz^2} \quad (7.8)$$

A kapott eredményeket behelyettesítjük a (7.3.) egyenletbe

$$AB \frac{d^2 \vartheta}{dz^2} + B \frac{d\vartheta}{dz} + B\gamma - \vartheta - T_0 - \gamma z + T_0 + \gamma z - \gamma B = 0 \quad (7.9)$$

Elvégezve a lehetséges egyszerűsítéseket a

$$AB \frac{d^2 \vartheta}{dz^2} + B \frac{d\vartheta}{dz} - \vartheta = 0 \quad (7.10)$$

másodrendű, lineáris, homogén, állandó együtthatójú differenciálegyenletet kapjuk. Ennek karakterisztikus egyenlete

$$ABx^2 + Bx - 1 = 0 \quad (7.11)$$

amelynek két gyöke:

$$x_1 = \frac{1}{2A} \left(1 - \sqrt{1 + \frac{4A}{B}} \right) \quad (7.12)$$

$$x_2 = -\frac{1}{2A} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4A}{B}} \right) \quad (7.13)$$

Az általános megoldás

$$\vartheta = C_1 e^{x_1 z} + C_2 e^{x_2 z} \quad (7.14)$$

Visszahelyettesítve a gyűrűstér-hőmérsékletet

$$T_{GY} = T_0 + \gamma z + C_1 e^{x_1 z} + C_2 e^{x_2 z} \quad (7.15)$$

A C_1 és C_2 integrációs állandók egyelőre ismeretlenek. Mielőtt alkalmasan választott peremfeltételekből meghatároznánk azokat, meg kell határoznunk a termelőcső hőmérsékleteloszlását. Erre az irodalomban az eddigiekkel analóg megoldás ismeretes, újabb két, integrációs konstans eredményezve, tehát már négy peremfeltételt kellene vennünk, s ez eléggé nehézkes formularendszerre vezet.

E helyett a

$$\frac{dT_T}{dz} = \frac{T_T - T_{GY}}{B} \quad (7.16)$$

és a

$$\frac{dT_{GY}}{dz} - \frac{dT_T}{dz} = \frac{T_0 + \gamma z - T_{GY}}{A} \quad (7.17)$$

egyenleteket összeadva kiesik a $\frac{dT_T}{dz}$ derivált.

$$\frac{dT_{GY}}{dz} = \frac{T_T - T_{GY}}{B} + \frac{T_0 + \gamma z - T_{GY}}{A} \quad (7.18)$$

amelyből kifejezve a termelőcsőben áramló víz hőmérsékletét, a

$$T_T = B \frac{dT_{GY}}{dz} + \left(1 + \frac{B}{A}\right) T_{GY} - \frac{B}{A} (T_0 + \gamma z) \quad (7.19)$$

összefüggést kapjuk. Ha a (7.15) általános megoldást z szerint deriváljuk, a

$$\frac{dT_{GY}}{dz} = \gamma + x_1 C_1 e^{x_1 z} + x_2 C_2 e^{x_2 z} \quad (7.20)$$

kifejezéshez jutunk. Ha ezt, és a (7.15.) formulát is behelyettesítjük a 7.19. egyenletbe, a végeredmény a termelőcsőre adódó általános megoldás, de a C_1 és C_2 állandókkal:

(7.21)

$$T_T = B(\gamma + x_1 C_1 e^{x_1 z} + x_2 C_2 e^{x_2 z}) + \left(1 + \frac{B}{A}\right) (T_0 + \gamma z + C_1 e^{x_1 z} + C_2 e^{x_2 z}) - \frac{B}{A} (T_0 + \gamma z)$$

A két integrációs állandó meghatározására most két peremfeltételeket írhatunk elő:

- 1.) Ha $z = 0$, $T = T_B$ azaz a felszínen a gyűrűs tér hőmérséklete a besajtott víz hőmérsékletével azonos.
- 2.) A másik peremfeltétel az, hogy a kúttalpon, ahol visszafodul az áramlás, a gyűrűs tér és a termelőcső hőmérséklete azonos, tehát

$$z = H; \quad T_T = T_{GY}$$

Ha ezeket behelyettesítjük a T_{GY} és T_T meghatározására kapott kifejezésekbe, a következő egyenletek adódnak:

$$T_B = T_0 + C_1 + C_2 \quad (7.22)$$

illetve

$$\begin{aligned} T_0 + \gamma H + C_1 e^{x_1 H} + C_2 e^{x_2 H} = B(\gamma + x_1 C_1 e^{x_1 H} + x_2 C_2 e^{x_2 H}) + \\ + \left(1 + \frac{B}{A}\right)(T_0 + \gamma H + C_1 e^{x_1 H} + C_2 e^{x_2 H}) - \frac{B}{A}(T_0 + \gamma H) \end{aligned} \quad (7.23)$$

Ezeket C_1 -re és C_2 -re megoldjuk, s az eredmény a következő:

$$C_1 = \frac{\gamma + (T_B - T_0) \left(x_2 + \frac{1}{A}\right) e^{x_2 H}}{\left(x_2 + \frac{1}{A}\right) e^{x_2 H} - \left(x_1 + \frac{1}{A}\right) e^{x_1 H}} \quad (7.24)$$

$$C_2 = T_B - T_0 - C_1 \quad (7.25)$$

Az integrációs állandók ismeretében a konkrét berendezésre vonatkozó hőmérsékleteloszlások már számíthatók

A 7.4 és a 7.5 egyenletek ismeretében a gyűrűs térben és a termelőcsőben áramló folyadék hőmérséklet-eloszlása a mélység függvényében meghatározható. A számítások során figyelembe tudjuk venni, a keringetett folyadék térfogatáramának változását, a kútszerkezet konkrét kialakítását, a kút közetkörnyezetének anyagi jellemzőit és geotermikus viszonyait, a folyamat időfüggését, a besajtott víz hőmérsékletének változását. A kidolgozott számítógépi programmal e nagyszámú változó hatását figyelembe vevő szimulációra nyílik mód.

A geotermikus energiát termelő, zárt rendszerbeli kút gyűrűs terében felmelegedő és a termelőcsőben felszálló víz hőmérsékletviszonyainak számítására dolgoztunk ki matematikai modellt és számítógépi programot. A feladat megoldása során csak a legszükségesebb mértékben tettünk egyszerűsítő feltevéseket, elhanyagolásaink konzekvenciáit részletesen megvizsgálva. Az

adódó másodrendű, lineáris, homogén differenciálegyenleteket zárt alakban integráltuk. Valóságghú peremfeltételek menti hőmérsékleteloszlás-függvényt kaptunk mind a gyűrűs térre, mind a termelőcsőre vonatkozóan, amely valamennyi változó hatását tükrözni képes, s így a rendszer lehetséges üzemállapotai tetszőlegesen széles intervallumban prognosztizálhatók.

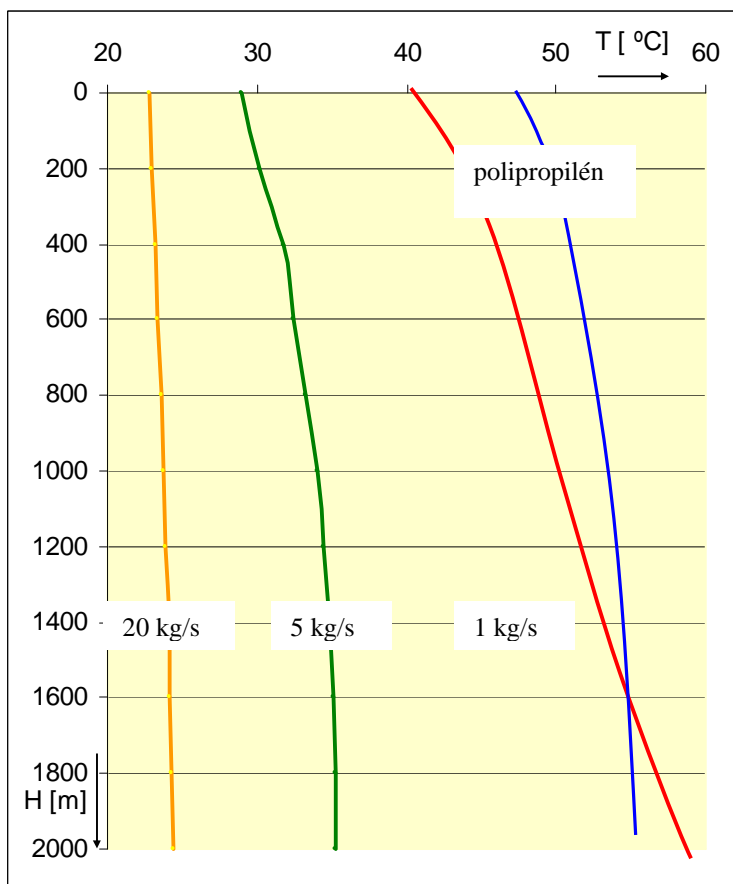
Számításokat végeztünk egy 2000 m mély, 3 ½" (88.9 mm) termelőcső és 7" (177,8 mm) bélésű cső átmérője meddő kút esetére. Számítási eredményeinket a 7.1. táblázatban és a 7.2. ábrán szemléltetjük.

	m=1 kg/s	m=5 kg/s	m=20 kg/s	m=20 kg/s
	Acél			polipropilén
0	40,9	28,9	22,8	51,2
200	42,5	30,2	23,0	52,3
400	44,8	31,8	23,2	53,0
600	46,9	32,4	23,4	53,4
800	49,9	33,3	23,6	54,1
1000	52,2	34,1	23,8	54,9
1200	54,8	34,4	23,9	56,1
1400	56,7	34,9	24,1	56,9
1600	57,3	35,1	24,2	57,6
1800	58,4	35,2	24,3	58,4
2000	59,2	35,3	24,4	59,2

7.1. táblázat A termelőcsőben felszálló víz hőmérsékletének alakulása változó hozamok mellett.

A cementpalást 8 5/8" (219 mm) átmérőjű. Mind a termelőcső, mind a bélésű cső acél, melynek a hőátadási együtthatóját 50 W/m⁰C-nak vettük. A közetkörnyezet homokkő 2,1 W/m⁰C, a cement 1,6 W/m⁰C hőátadási tényezővel számolva. A zavartalan közet hőmérséklet a kúttalpon 96 °C. A geotermikus gradiens 0,045 °C/m. A beszajtott víz hőmérséklete 20 °C. Számításainkat 1 kg/s, 5 kg/s és 20 kg/s tömegáramok mellett végeztük.

Egyértelműen a kisebb tömegáramok mellett érhetünk el nagyobb felmelegedést a kúttalpon és ugyanebben az esetben hűl le kevésbé a gyűrűstérben felfelé áramló víz hőmérséklete



7.2. ábra

A termelőcsőben felszálló víz hőmérsékletének alakulása
változó hozamok mellett.

A vizsgálatok gyakorlati konzekvenciája, hogy szigetetlen acélcső esetében ez a berendezés csak igen korlátozott teljesítményt és felmelegedést tesz lehetővé, aligha tekinthető a környezetkímélő geotermikusenergia-termelés jövőendő technológiájának. Polipropilén termelőcső alkalmazása esetén $0,2 \text{ W/m}^0\text{C}$ hőátadási tényezővel számolva a 20 kg/s tömegáram mellett viszont sokkal magasabb, $51,2 \text{ }^0\text{C}$ -os kúthőmérséklet adódik.

A zárt kútból történő geotermikus energiatermelésre sikeres példákat találunk a nemzetközi szakirodalomban RYBACH (1992, 1995, 1999), Kohl at. all (2002). Black (2002), Lund (2000, 2003). Oregon (USA), Zürich, Basel (Svájc) eredményes hőbányászat (DEEP HEAT MINING) folyik. Ezeken a területeken igen jó hővezető képességű kőzetek találhatók. Magyarországon a felső-pannon üledékek átlagos hővezetési tényezője alig éri el a $2 \text{ W/m}^0\text{C}$. A meddő kutak környezetében,

amelyből kiképezhetnénk a zárt rendszert, esetleg még kisebb hővezető képességű kőzetet találunk. Így a magyar zárt rendszerbeli kút csak hőszigetelt termelőcsővel és hőszivattyúval kiegészítve működtethető gazdaságosan BOBOK-TÓTH (2002, 2003).

8. Az eredmények gyakorlati hasznosítása

A kútkataszterekben a kút kialakítását követő kútvizsgálat adatai szerepelnek. Ezek az adatok az idő függvényében változnak. A kút hozama, vízkövesedés vagy a tároló nyomásának csökkenése miatt változik, s vele a kifolyó hőmérséklet is. A kút körüli hőköpeny – a kút által felfűtött forgásszimmetrikus kőzettest - kialakulása tranziens jelenség, mely a víz hőmérséklet eloszlását befolyásolja. A kútvizsgálat időpontjában mért értékhez képest a kifolyó víz hőmérséklete még néhány fokkal növekedik. Mindezeket a változásokat a bemutatott számítási eljárás a hőmérséklet mérés pontosságának határain belül, valósághűen adja vissza. Ezzel a kút élettartamának bármely szakaszában, a kútszerkezet bármilyen változása esetén (utólagos hőszigetelés vagy bűvárszivattyú beépítése) a hőmérséklet eloszlás és a termikus teljesítmény jól prognosztizálható.

Az eredő hőátviteli tényező pontos meghatározásával lehetővé válik a kút hőszigetelésének megbízható tervezése. A gyűrűs tér hőszigetelésével a termikus teljesítmény jelentősen javítható, ez egy átlagos hévízkútnál azt jelenti, hogy minden egyes $^{\circ}\text{C}$ hőmérséklet növekedés, több mint 80 KW teljesítmény növekedéssel jár. A hévízkutakra kidolgozott eljárást minden lényeges változtatás nélkül, sikeresen alkalmazhattuk a MOL Rt. Szolnok É-I. kútja hőszigetelésének tervezésében.

A bemutatott számítási módszer nem csak a víz hőmérséklet-eloszlásának meghatározására alkalmas, hanem a kútszerkezet bármely elemének: termelőcső, béléscső rakatok, hőmérséklete is számítható tetszőleges mélységben. Ezt a számítást már a kút fúrását megelőző tervezési időszakban elvégezhetjük, a leendő kútszerkezet és a helyszín geotermikus adatainak ismeretében. Így a béléscső ültetés tervezését megbízható hőmérséklet adatokkal segíthetjük.

Magyarország hévízkútjainak túlnyomó többsége több vízadó rétegből termel. Az értekezésemben kidolgozott matematikai modell segítségével meghatározható, hogy hány vízadó réteget megnyitása célszerű, az optimális üzemállapot eléréséhez. Megjegyzendő, hogy a hőmérséklet optimuma és a hőteljesítmény optimuma nem feltétlenül esik egybe. Mindig az adott hasznosítás konkrét körülményei döntenek el, hogy a kútat a legnagyobb elérhető hőmérséklet, vagy a legnagyobb kitermelhető hozam és teljesítmény mellett üzemeltessük.

A kidolgozott számítási eljárás közvetlenül alkalmazható a kétfunkciós termelő – besajtoló kút és a zárt rendszerű (Borehole Heat Exchanger) berendezések tervezésére és várható üzemviszonyainak meghatározására.

A geotermikus energiatermelő kutak tervezéséhez nélkülözhetetlen megbízható alapadat rendszer megléte. A gyakorlatban a magmintákon mért hővezetési tényezők értékeiben sok az esetlegesség, nem feltétlenül a tipikus minta adatai állnak rendelkezésre. A kút hőhatás-övezetének határa is jelentősen befolyásolja az eredő hőátviteli tényező értékét. A bemutatott számítási módszer alkalmazásával a termelő kutak mért hőmérséklet eloszlásából meghatározhatók a tervezési alapadatok: k a kőzet hővezetési tényezője, U_{1B} az eredő hőátviteli tényező, $f(t)$ a tranziens hővezetési együttható. Így a kutak tervezése és jövőbeni üzemállapotainak prognosztizálása megbízhatóbbá tehető.

IRODALOM

Agricola, Georgius (1556): De re metallica, Basel.

Alliquander, Ö (1968): Rotari fúrás. Műszaki Könyvkiadó Budapest.

Armstead, H.C.H. (1978): Geothermal Energy. EPN Spon, London

Árpási, M. (2002): A termálvíz többcélú hasznosításának helyzete és lehetőségei Magyarországon. Kőolaj és Földgáz 35. (135) 9-10, 109-121.

Banwell, C.J. (1963): Thermal energy from the earth's crust. N.Z.J. Geol. Geoph. Vol.6. 1. 57.

Bélteky, L. (1961): A hazai termális vízfeltárás időszerű kérdései. Hidrológiai Közlöny, 6.sz.

Bélteky, L. (1965): A meddő szénhidrogén-kutató fúrások hasznosítása hévíztermeléshez Magyarország hévízkútjai, VITUKI, 117-120.

Bianchi, M.C.,-Burgassi, A., Burgassi, D. (1995): Francisco De Lardere: a critical analysis of a manager by the "Regolamento generale dello stabilimento dell' acido boracico" Proc. WGC Florence Vol.1. 441-443.

Black, B.-Brown, F. (2002): <http://www.process-heating.com/CDA/Article/>

Bobok, E. (1981a): A szerkezeti és geotermikus anomáliák összefüggéseinek meghatározása a termikus szingularitások módszerével. Kőolaj és Földgáz 14. (114) 9, 279-282

Bobok, E. (1981b): Komplex függvénytanai módszer síkbeli földi hőárammező meghatározására. Kőolaj és Földgáz, 14 (114) 12, 378-381.

Bobok, E. (1987): Geotermikus energiatermelés. Tankönyvkiadó, Budapest

Bobok, E.,-Mating, B., Navratil, L., Turzó, Z. (1991): A geotermikus energiatermelés hőmérsékletviszonyai zárt rendszerbeli kút esetén. Kőolaj és Földgáz 24, (124) 161-169.

Bobok, E.-Tóth, A. (2000): Temperature distribution in a double-function production-reinjection geothermal well. Geothermal Resource Council Transactions Vol.24, pp. 555-559. San Francisco, USA.

Bobok, E.-Tóth, A. (2002): Geothermal Energy from Dry Holes: A Feasibility Study Geothermal Resource Council Transactions Vol. 26. pp. 379-381. Reno, USA

Bobok, E.-Tóth, A. (2002): Hőbányászat meddő szénhidrogén-kutakból XXV. Nemzetközi Olajipari Konferencia K4 pp. 1-11. Balatonfüred,

Bobok, E.–Tóth, A. (2003): Geothermal energy from dry holes European Geothermal Conference pp. 10. Szeged.

Bobok, E.–Tóth, A. (2003): Geothermal Energy Production and its Environmental Impact in Hungary Multiple Integrated Uses of Geothermal Resources IGC S12 pp. 19-25. Reykjavik, Iceland, 2003.

Bodvarsson, G.,-Palmason, G. (1961). Exploration of sub-surface temperature in Iceland Proc. U.N. Conf. New Source of Energy, Roma

Bodvarsson, G. (1974): Geothermal resource energetics. Geothermics, 3, 83-92, 1974

Bohoczky, F.: Megújuló energiaforrások. Energiagazdálkodás, 1992. 33/8: 350-352

Boldizsár, T. (1943): A geotermikus gradiens bányászati vonatkozásai. BKL. Vol. 20.

Boldizsár, T. (1958): The Distribution of Temperature in Flowing Wells. American Journal of Science Vol. 256, 294-298.

Boldizsár, T. (1964): Magyarország geotermikus térképe és földi hőárama. MTA Műsz. Tud. Oszt. Közl. 33. 307-327.

Boldizsár, T. (1970): Geothermal energy production from porous sediments in Hungary U.N. Symp. Development Utilization Geothermal Resources, Pisa

Boldizsár, T. (1975): Research and Development of Geothermal Energy Production in Hungary Geothermics, Vol.4. 44-56.

Boldizsár, T.-Korim, K. (1975): Hydrogeology of the Pannonian Geothermal Basin. U.N. Symp. Dev. Use Geothermal Resources, San Francisco

Boldizsár, T. (1977): Geothermal Resources and Energy Production in Hungary. Proc. NATO-CCMS Conf. of Geoth. Energy Washington 121-127.

Burgassi, P.D.,-Cataldi, R., Donati, C. (1995): Scientific investigations and technological development in the Larderello region from XVI. through XIX. centuries. Proc. WGC. Florence Vol. 1. 433-440.

Carslaw, H.S.,-Jaeger, J.O. (1959). Conduction of Heat in Solids. Oxford University Press.

Cataldi, R.-Chiellini, P. (1995). Geothermal energy in the Mediterranean Area before the middle ages Proc. World Geothermal Congress, Florence Vol. 1. 973-380

Cataldi, R.-Arriaga M.C.S. (1995): Cosmogony and direct uses of geothermal energy in Mesoamerica. Proc. WGC Florence Vol.1. 417-422.

Cataldi, R.–Chellini, P.: Geothermal energy in the mediterranean area before the middle ages proc. The World Geothermal Congress, Florence, 1995.

Cataldi, R.: Review of historiographic aspects of geothermal energy in the Mediterranean and Mesoamerican areas. *Geo-Heat Cent. QURT. Bull.* Vol. 15.

Cataldi, R.-Muffler, L.J.P. (1978): Methods for regional assessment of geothermal resources. *Geothermics*, 7, 2-4, 53-89.

Chapman, B.S.-Pollack, H.N. (1977). Regional geotherms and lithospheric thickness. *Geology*, 5. 255-268.

Cheng, P. (1978): Heat transfer in geothermal systems. *Advances in Heat Transfer*, 14, 1-105.

Combs, J. Garg-S.K. Livesay B.J. (2000): Maximum discharge of geothermal fluids from slim holes. *Trans. GRC Vol.* 24. 61-66.

Djadkin, J.D.-Parizsszkij, J.M. (1976): Theoretical and experimental grants for utilization of dry rock geothermal resources in the mining industry. *U.N. Symp.* 3. 1609-1618.

Donaldson, I.G. (1970): The simulation of geothermal systems with a simple convective model. *Geothermics*, 2, 649-654.

Drew, S.R. (1988): Direct-use projects, equipments and controls. *Geothermics* 17, 1, 141-171.

Duchane, D. (1995): HDR geothermal energy in the USA *Proc. of World Geothermal Conference Florence*, Vol.4. 2613-2617.

Erdélyi, M. (1979): Hydrodynamics of the Hungarian Basin. *Proc. Res. Inst. Water, Budapest*

Facchini, U. (1988): Low temperature geothermal engines. *Geothermics*, 17, 1, 93-118.

Faust, C.R.-Mercer, J.W. (1976): Mathematical modelling of geothermal systems. *UN Symp.* 3. 1635-1641.

Garg, S.K.-Combs, J. (1998): Mathematical modelling of mass and energy transport in geothermal borehole, *Trans. GRC Vol.* 22. 547-556.

Garg, S.K.-Combs, J. (2000): Geothermal reservoir assessment using data from slim holes *Trans. GRC. Vol.* 24. 581-588.

Goguel, J. (1988): Fluid production technology *Geothermics*, 14, 93-118.

Gudmundsson, J. (1988): The elements of direct uses. *Geothermics*, 17, 119-136.

Hayashi, K.-ITO, S.-TADA, H.-SAITO,H.-TEZUKA,K. (2000): Fracture characterization from microseismic events by using fluid-filled crackle model with fluid leakage. Trans. GRC Vol. 24. 137-142.

Hazim Nayel D'mour (1995). Simulation of Heat Transfer in Boreholes. Ph.D. Thesis, Miskolc

Horváth, F.-Stegena, L. (1997): The Pannonian Basin a Mediterranean Interarc Basin, a Mediterranean Interarc Basin, Technip, Paris

Jobbik, A.-Bobok, E.-Takács,G.-Turzó, Z. (1998): Numerical simulation of thermal and hydraulic behavior of a HDR system. Trans. GRC. Vol. 22. 211-214.

Joshi, S.D. (1991): Horizontal well technology Pennwell Publishing Compny Tulsa, Oklahoma, USA

Jung, R.-Weidler, R. (2000): A conceptual model for simulation process of the HDR system at Soultz. Trans. GRC. Vol. 24, 143-148.

Kassoy, D.R.-Zebib, A. (1975): Variable viscosity effects on the onset of convection in porous media. Physics of Fluids, 18, 1649-1651.

Kohl, T.-Brenni, R.-Eugster, W. (2002): System performance of deep borehole heat exchanger Geothermics 31 (2002) pp. 687-708 Elsevire Science Ltd.

Korim, M. (1977): Magyarország hévízkútjai III. VITUKI, Budapest

Kruzselynickij, V.N. (1985): Space and process heating. Geothermics Vol. 14. 2-3. 165-173

Liebe, P. (1976): A kifolyóvíz- és talphőmérsékletek kapcsolatának vizsgálata. VITUKI, III. Főosztály jelentés

Liebe, P. (1993): Magyarország termálvízkészletei. Római, Budapest

Lindal, B. (1992): Review of industrial applications of geothermal energy. Geothermics, 21, 591-604.

Lund, J.W. (2000): World status of geothermal energy use: overview 1995-2000. Trans. GRC. Vol. 24. 383-388.

Lund, J.W. (2003): Examples of industrial uses of geothermal energy in the United States. Multiple Integrated Uses of Geothermal Resources IGC S08 pp. 6-13. Reykjavik, Iceland, 2003.

Moss, J.T.-White, P.D. (1959): How to calculate temperature profiles in a water injection well. Oil and Gas Journal, No. 57.

Mc. Nitt (1976): Summary of United Nations Geothermal exploration experience. 2nd UN Symp. 2. 1127-1134.

Muffler, L.J.P. (1979): Assessment of Geothermal Resources of the United States. U.S. Geol. Survey, 790, 156-163.

Nánási, T.-Bobok, E. (1988): Műszaki Hőtan. Tankönyvkiadó, Budapest

Norton, D. (1978). Sourcelines, sourcereions and pathlines for fluids in hydrothermal systems. Economic Geology, 73, 21-28.

Ottlik, P.-Gálfi, J.-Horváth, F.-Korim-K. Stegena, L. (1981): The low enthalpy geothermal resource of the Pannonian Basin, Hungary. John Wiley, New York.

Pápay, J. (1985): Szénhidrogénkutak hőmérsékletviszonyai. SZKFI, Budapest

Pátzay, G.-Kármán, F. H., Póta, Gy.: Preliminary Investigations of Scaling and Corrosion Characteristics of High-enthalpy Geothermal Wells in Hungary, Proceedings of the 24th New Zealand Geothermal Workshop 2002, compiled and edited by S. Soengkono and P.R.L. Browne, 191-194, 2002

Pátzay, G.-Kármán, F. H.-Póta, G.: Preliminary Investigation of Scaling and Corrosion in High-enthalpy Geothermal Wells in Hungary, Geothermics, 32, (2003), 627-638

Ramey, H. J. (1962): Wellbore heat transmission . Journal of Petroleum Technology 4, 427-435.

Rapolla, A.-Keller, G.V.-Moore, D.J. (1980): Geophysical Aspects of the Energy Problem. Elsevier, Amsterdam, London, New York

Rogers, F.T. (1950): Convection currents in porous media. Journal of Applied Physics, 21, 1177-1180

Roshenow-Hartnett (1973): Handbook of Heat Transfer. Mc. Graw Hill, New York

Roy, A.-Apparao, A. (1971): Depth of investigation of direct current methods. Geophysics, 36, 943-959

Rybach, L. (1979). Geothermal resources. Proc. Symp. on Geothermal Energy Vol. 5. 1-7.

Rybach, L.-Muffler, L.J.R. (1981): Geothermal Systems. John Wiley, New York, Brisbane, Toronto

Rybach, L.-Hopkirk, R.J. (1995): Shallow and deep borehole heat exchangers. Proc. WGL, Florence 2133-2138.

Rybach, L.-Sanner B. (1999): Ground-source heat pump systems-the European experience. Proc. GRC Vol. 23. 159-17.

Rybach, L.-Eugster, W.J. Hopkirk J. Kaezin, B. (1992): Borehole heat exchangers: long-term operational characteristics of a decentral geothermal system. Geothermics, 21, 5/6. 861-867.

Rybach, L.-Hopkirk, R.J. (1995): Shallow and deep borehole heat exchangers. Proc. W.G.C. Florence Vol. 4. 2133-2138.

Rybach, L. (1998): The IEA Geothermal Implementing Agreement-Status and Prospects Trans. G.R.C. Vol. 22.

Sass et. al. (1977). Application of heat-flow techniques to geothermal exploration. Leach Hot Springs area, Grass Valley, Nevada, .S. Geol. Survey Open file rept. 77-762, 15 pp

Sass, J.H.-Lachenbruch, A.H. (1979): Heat flow and conduction-dominated thermal regimes. U.S. Geol. Survey Circ. 790.

Severne, C.M. (1995): Traditional use of geothermal resources by New Zealand maori. Proc. W.G.C. Florence Vol.1. 401-404.

Smith, M.L. (1978): Heat extraction from hot, dry crustal rock. Pure and Applied Geophysics, 117, 390-396.

Smith, R.L.-Shaw, H.R. (1975): Igenous-related geothermal systems. US. Geol. Survey Circ. 790.

Somfai, A.-Völgyi, L. (1981): Litostratigraphic units of the Pannonian in the Great Hungarian Plan. Acta Geologica

Szilas, A.P.-Bobok, E. (1986): A hazai geotermikus energiabányászat innovációjának kiemelt kérdései. OEGH-NME, Budapest-Miskolc

Thorhallson, S.-Ragnarsson, A. (1992): What is geothermal steam worth? Geothermics, 21, 5/6, 901-915

Tóth, A.: Specification and requirements for the intellegent pig inspection of pipelines MicroCad Konferencia, pp. 97-101. Miskolc, 2000.

Tóth, A.: Heat Transfer in particulary Completed Geothermal Wells Bányászat-Kohászat-Földtan Konferencia Erdélyi Magyar Műszaki Tudományos Társaság pp. 117. Csíksomlyó, Románia, 2001.

Tóth, A.: Energy supply in EU countries, MicroCad Konferencia, pp. 73-81. Miskolc, 2002.

Tóth, A.: Termálkút körüli tengelyszimmetrikus hőárammező meghatározása MicroCad Konferencia, pp. 81-87. Miskolc, 2002.

Tóth, A.: Temperature Drop isn't a Pure Heat Loss in Wells Production from Multilayered Aquifers, MicroCad Konferencia, pp. 87-93. Miskolc, 2002.

Tóth, A. (2002): Thermal Losses in Multipurpose geothermal Wells MicroCad Konferencia, pp. 93-101. Miskolc.

Tóth, A. (2003): Clean Energy for the 21st Century in Hungary, MicroCad Konferencia, pp. 95-101. Miskolc.

Tóth, A. – Rupert, V. (2002): Megújuló, alternatív energiaforrások felhasználása a hazai energiagazdálkodásban MicroCad Konferencia, pp. 101-107. Miskolc.

Tóth, A. (2002): Geothermal Resources of Hungary at a Glance, Proceedings of the 24th New Zealand Geothermal Workshop 2002, pp. 41-45. compiled and edited by S. Soengkono and P.R.L. Browne.

Willhite, G.P. (1968): Over-all heat transfer coefficients in steam and hot water injection wells. Journal of Petroleum Technology, 5, 607-615

Wooley, G.R. (1980): Computing downhole temperature in circulation, injection and production wells. Journal of Petroleum Technology, 269, 1509-1522

Wisian, K. (2000): Insights into extensional geothermal systems from numerical modelling. Proc. GRC. Vol. 24. 281-285

Wu, Y. (2000): Numerical simulation of non-Darcy flow in porous and fractured media. Proc. GRC. Vol. 24. 641-645.

Wang JI. Yang (1995): Historical aspects of geothermal energy in China. Proc. WGC. Florence Vol. 1. 389-894.